Einige Messungen von Spektren und Wirkungsquerschnitten langsamer Neutronen mit einem neuentwickelten Flugzeitspektrometer.

I n a u g u r a l d i s s e r t a t i o n

zur Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von
Carl-Otto Fischer
aus Gießen

- Dezember 1968 -

1969

1. Gutachter: Prof. Dr. K. H. Lindenberger

2. Gutachter: Prof. Dr. S. Hüfner

Tag der mündlichen Prüfung: 4. März 1969

Tag der Promotion: 14. JULI 1969

Einige Messungen von Spektren und Wirkungsquerschnitten langsamer Neutronen mit einem neuentwickelten Flugzeitspektrometer.

I n a u g u r a l d i s s e r t a t i o n

zur Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

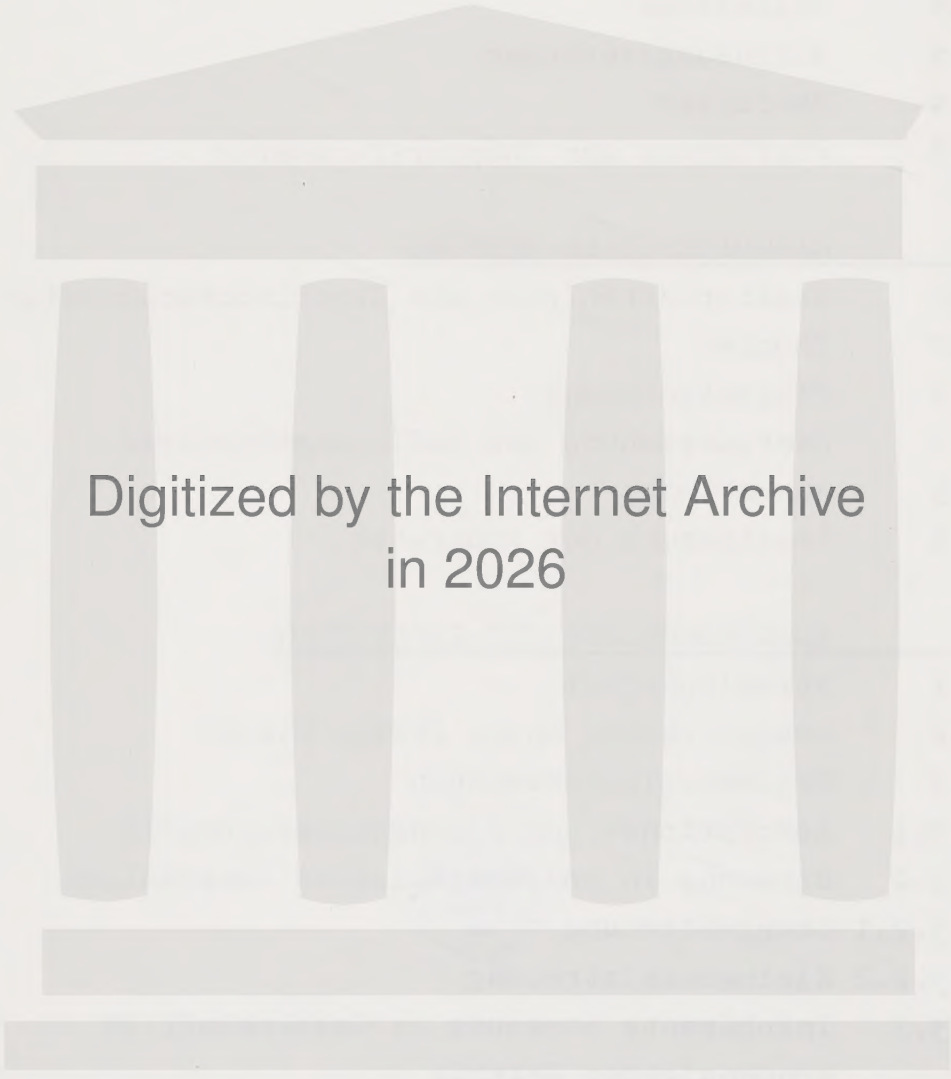
der Freien Universität Berlin

vorgelegt von
Carl-Otto Fischer
aus Gießen

- Dezember 1968 -

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

0.	ZUSAMMENFASSUNG	1
1.	THEORIE EINER FLUGZEITAPPARATUR	3
1.1	Einleitung	3
1.2	Meßbereich	5
1.3	Intensität	11
1.4	Nulleffekt	18
1.5	Auflösungsvermögen	21
1.6	Meßfehler	26
1.7	Festlegung der Chopper-Parameter	30
2.	EXPERIMENTELLE METHODE	33
2.1	Reaktor-Strahlrohr mit Strahlrohrkollimator	33
2.2	Chopper	37
2.3	Flugzeitmessung	44
2.4	Energieeichung und Auflösungsvermögen	46
2.5	Auswertung	50
2.6	Erweiterung der Apparatur	53
3.	MESSERGEBNISSE UND DISKUSSION	60
3.1	Strahlspektrum	60
3.2	Braggstreuung unter festem Winkel	67
3.3	Transmissionsmessungen	71
3.3.1	Absorptions- und Resonanzquerschnitte	71
3.3.2	Streuung in polykristallinen Materialien	78
3.3.2.1	Bragg-Streuung	79
3.3.2.2	Kleinwinkelstreuung	89
3.3.3	Inkohärente Streuung an Wasserstoff in kondensierter Materie	93
	Literaturverzeichnis	99


Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548902_0030

0. Zusammenfassung

Zur Bestimmung von Spektren und Wirkungsquerschnitten an einem radialen Strahlrohr des Berliner 50 kW Forschungsreaktors BER wurde eine Flugzeitapparatur für langsame Neutronen entworfen und aufgebaut. Dadurch wurden Messungen ermöglicht, die bisher nur an erheblich größeren (>1 MW) Reaktoren durchgeführt werden konnten.

Die relativ niedrige Neutronenflußdichte des Reaktors erforderte eine Anordnung, die sich in wesentlichen Punkten von den normalerweise in diesem Energiebereich benutzten Choppern vom FERMI-Typ unterscheidet. Insbesondere wird als Rotor-Strukturmaterial der wasserstoffhaltige Kunststoff Plexidur verwendet. Die Neutronenstreuung an Wasserstoff ergibt eine bessere Untergrundreduzierung als die im FERMI-Chopper benutzte Neutronenabsorption in Cadmium. Zur Drehzahlregelung des Chopper-Rotors wurde ein neuartiges Verfahren entwickelt.
Mit der Anordnung konnten Strahlspektren im Energiebereich $1{,}5 \cdot 10^{-4}\,\text{eV} \leqslant E \leqslant 10^{3}$ eV und totale Wirkungsquerschnitte im Energeibereich $3 \cdot 10^{-4}\,\text{eV} \leqslant E \leqslant 10$ eV gemessen werden. Dabei wurden unterhalb 10^{-3} eV polykristalline Filter zur Reduzierung des Untergrundes benutzt. Außerdem wurde gezeigt, daß sich diese Apparatur zu Streuexperimenten nach der BURAS-Methode sowie zur Beobachtung von Kleinwinkelstreuung eignet.

Im Rahmen dieser Arbeit wird weiter über folgende Einzeluntersuchungen berichtet:

1) Die mit und ohne Filter ermittelten Neutronenspektren des Reaktors zeigen im Vergleich zu anderen Flugzeitapparaturen den großen Meßbereich und die gute Neutronenökonomie dieser Apparatur. Das Strahlspektrum zeichnet sich durch einen hohen Anteil von epithermischen Neutronen aus.

2) Für die Resonanzabsorption von Neutronen in Cadmium, Indium und Gold wurden folgende Parameter bestimmt:

Cd (0,178 eV): $\sigma_o = 7900 \pm 100$ barn

In (1,46 eV): $\Gamma \cdot \sqrt{\sigma_o} = 14,0 \pm 0,3$ eV $\sqrt{\text{barn}}$

Au (4,91 eV): $\Gamma \cdot \sqrt{\sigma_o} = 26,3 \pm 0,5$ eV $\sqrt{\text{barn}}$

3) Ein Transmissionsexperiment an Eisenpulver ergab für den kohärenten Streuquerschnitt mit

$$\sigma_k = 12,43 \pm 0,25 \text{ barn}$$

erstmals einen Wert, der in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Streuexperimenten ist.

4) Die Neutronenstreuung an chemisch gebundenen Protonen in Benzol, Cyclohexan und n-Hexan ist abhängig vom mikrodynamischen Verhalten der Flüssigkeitsmoleküle, dies führt zu einem linearen Anstieg des Wirkungsquerschnitts als Funktion der Wellenlänge. Für den Anstieg im Bereich zwischen 4 Å und 17 Å wurde gemessen:

C_6H_6 : $7,0 \pm 0,3$ barn/Å

C_6H_{12} : $5,7 \pm 0,3$ barn/Å

C_6H_{14} : $7,6 \pm 0,3$ barn/Å

5) Neu gemessen wurde auch der totale Wirkungsquerschnitt für Blei und Wismut im Bereich unterhalb 10^{-3} eV.

6) Neutronen-Kleinwinkelstreuung konnte an Pulverproben von Eisen, Blei und Aluminium studiert werden.

1. Theorie einer Flugzeitapparatur

1.1 Einleitung

Die Leistungsfähigkeit einer Flugzeitapparatur wird durch Meßbereich, Intensität und Auflösungsvermögen charakterisiert. Für Flugzeitmessungen mit Neutronen im Energiebereich oberhalb 10 eV sind Apparaturen an gepulsten Beschleunigern besser geeignet als alle an gepulsten oder kontinuierlich betriebenen Kernreaktoren denkbaren Vorrichtungen (vergleiche hierzu Bec 67 und die dort angegebenen Konferenzberichte). Der Vorteil der Beschleuniger-Apparaturen liegt darin, daß höhere Energieauflösung (geringe Pulsbreiten) und höhere Intensitäten erreicht werden. Aus diesem Grunde ist es sinnvoll, die Flugzeitmessungen am BER im wesentlichen auf den Energiebereich unterhalb 10 eV zu beschränken.

Am BER stehen für Flugzeitmessungen nur die radialen Strahlrohre 10-O und 10-W zur Verfügung, die sich durch starke direkte γ-Strahlung und eine hohen Anteil an epithermischen und schnellen Neutronen auszeichnen. Ein grobes Bild von dem Verlauf des Strahlspektrums in Abhängigkeit von der Neutronenenergie gibt das Cadmiumverhältnis. Darunter versteht man in der Reaktor- und Neutronenphysik (vergl. z. B. Hug 53, Tur 65) das mit einem geeigneten Neutronendetektor (d. h. mit 1/v-Ansprechwahrscheinlichkeit) ermittelte Zählratenverhältnis Z^{ohne}/Z^{mit} (ohne und mit 0,5 mm starker Cadmiumumhüllung des Zählrohres). Niedriges Cadmiumverhältnis bedeutet einen hohen Anteil der die Cadmiumumhüllung durchdringenden epithermischen (Energien oberhalb 1 eV) Neutronen, die bei Experimenten in niederenergetischem Bereich den störenden Untergrund liefern. Das Cadmiumverhältnis wächst mit zunehmender Neutronenmoderation an, z. B. im Brookhaven-Reaktor (Hug 53) von 33 (Core) über

3000 (Reflektor) auf 50000 (thermische Säule). An den Strahlrohren 10-O und 10-W des BER beträgt das Cadmiumverhältnis 26.

Die Standardapparatur für Flugzeitmessungen langsamer Neutronen ist der "Fermi"-Chopper (Fer 43), dessen Rotor aus übereinandergeschichteten Platten von Aluminium und Cadmium besteht. Derartige Chopper werden normalerweise vor Strahlrohren mit hohem Cadmiumverhältnis aufgebaut; für den Brookhaven-Chopper wird beispielsweise ein Cadmiumverhältnis von 3000 angegeben (Hug 53). Ein Fermi-Chopper, dessen Anwendung auf den Energiebereich unterhalb 0,2 eV beschränkt ist, wurde von Biersack und Popov (BieP 64) am 10-O Strahlrohr des BER aufgebaut. Diese Apparatur ist jedoch für Messungen an einem radialen Strahlrohr mit geringem Cadmiumverhältnis wenig geeignet, da die Aluminium- und Cadmiumplatten des Rotors für Neutronen mit Energien oberhalb 0,4 eV unabhängig von seiner Winkellage zu transparent sind. Dieser Untergrund kann zwar durch Einbringen von moderrierendem Material in das Strahlrohr reduziert werden (BieP 64, Vor 67), gleichzeitig wird jedoch auch die Intensität an thermischen Neutronen stark herabgestzt.

Zur Durchführung der im Abschnitt 3 beschriebenen Experimente war es erforderlich, eine Flugzeitanlage zu entwerfen und aufzubauen, die bei optimaler Ausnutzung der am BER verfügbaren Neutronenintensität den Untergrund stärker unterdrückt und außerdem Messungen in einem erweiterten Energiebereich erlaubt.

In den Abschnitten 1.2 bis 1.6 werden zunächst alle Größen behandelt, die die Leistungsfähigkeit einer Flugzeitapparatur bestimmen. Mit Hilfe der dort abgeleiteten Gleichungen wird in Abschnitt 1.7 angegeben, wie die Konstruktionsparameter der in dieser Arbeit benutzten Apparatur festgelegt wurden.

1.2 Meßbereich

Der mit Flugzeitmessungen erfaßbare Energiebereich ist begrenzt durch die von der Neutronenenergie abhängige Strahlintensität am Ort des Choppers und durch Konstruktionsmerkmale der Chopperanlage.

Die Strahlintensität am Ort des Choppers beträgt etwa

$$J(E) = \frac{F}{4\pi l^2} \Phi(E) \qquad (1.2.1)$$

$\Phi(E)$ $\left[eV^{-1}cm^{-2}sec^{-1} \right]$ ist die differentielle Neutronenflußdichte am Kopfende des Strahlrohres, F die Größe der neutronenemittierenden Fläche und l die Entfernung zwischen dem Chopper und dem Kopfende des Strahlrohres. Die Neutronenflußdichte in einem thermischen Reaktor kann im interessierenden Bereich näherungsweise beschrieben werden durch ein Maxwellspektrum M(E)

$$\Phi(E) = M(E) = \Phi_{th} \frac{E}{E_T^2} e^{-\frac{E}{E_T}} \quad E \leq 0{,}25eV \qquad (1.2.2)$$

und einen anschließenden 1/E-Verlauf

$$\Phi(E) = \frac{\Theta}{E} \qquad E \geq 0{,}25eV \qquad (1.2.3)$$

Bei einer Moderatortemperatur T hat diese Energieverteilung in erster Näherung ihr Maximum bei der Energie $E_T = kT$. Wie Abbildung 1.2.1 zeigt, nimmt die Strahlintensität pro Flugzeitintervall besonders stark (mit t_F^{-5}) mit zunehmender Neutronenflugzeit t_F ab. Aus diesem Grunde wurden bisher wegen mangelnder Intensität selbst an großen Kernreaktoren hauptsächlich Messungen mit Neutronenflugzeiten $t_F < 1000\ \mu sec/m$* (Energie $E \geq 5 \cdot 10^{-3} eV$) durchgeführt. Für

* Diese"Flugzeit"-Einheit ist bei Flugzeitexperimenten wegen ihrer Unabhängigkeit von der Länge des Flugweges üblich.

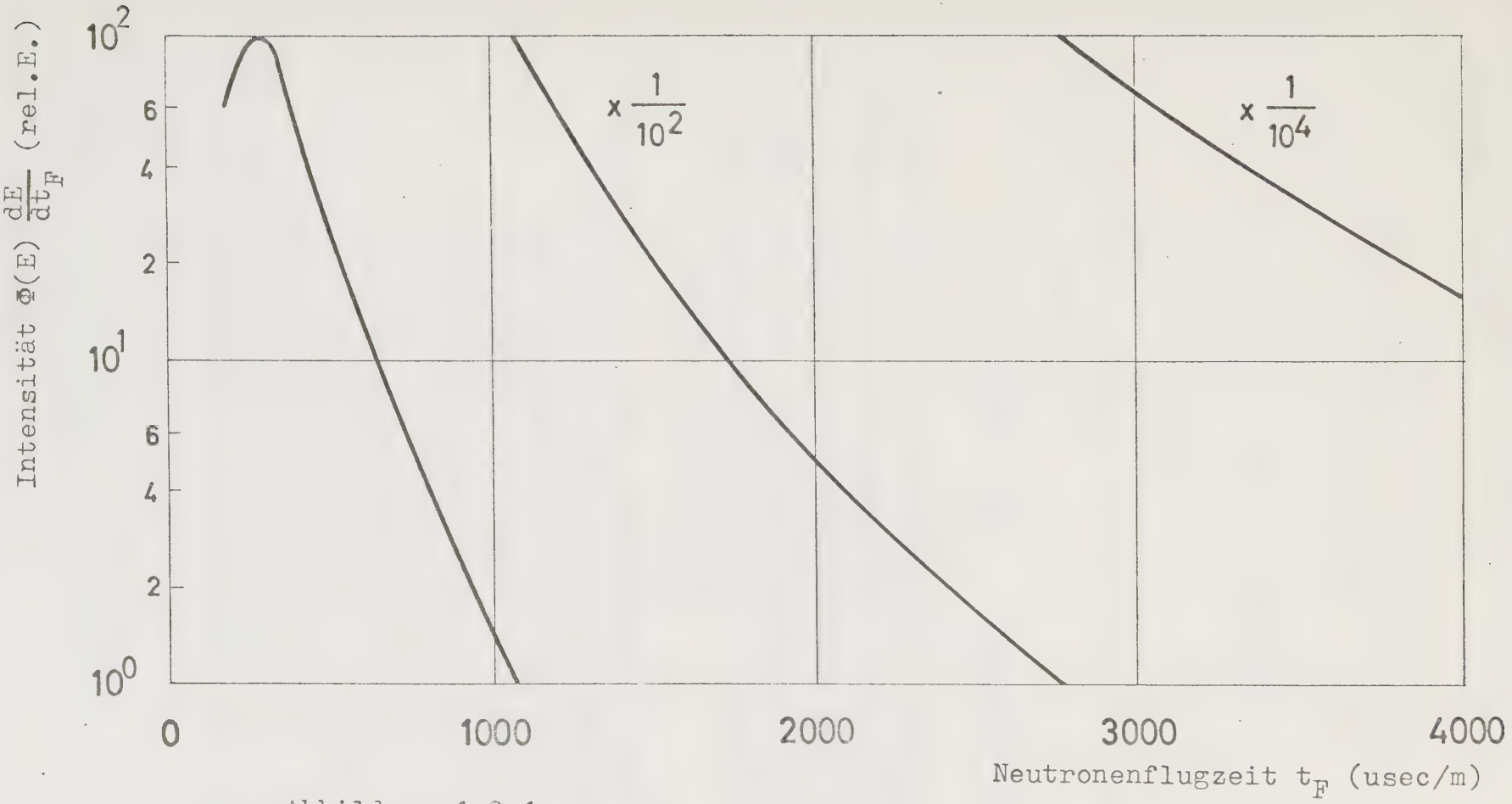


Abbildung 1.2.1

Neutronenintensität pro Flugzeitintervall $\Phi(E)\frac{dE}{dt_F}$ in Abhängigkeit von der Neutronenflugzeit t_F bei Maxwell'scher Energieverteilung (1.2.2) mit E_T = 70 °C

den 10-W Kanal des BER können folgende Werte (Buc 60) angesetzt werden:

$$\Phi_{th} = \int_{0}^{0,4eV} \Phi(E)\, dE = 5{,}5\ 10^{11} cm^{-2} sec^{-1} \qquad (1.2.4)$$

$$T = 70\ ^{\circ}C\ ;\ E_T = 3\ 10^{-2}\ eV \qquad (1.2.5)$$

$$F/4\pi l^2 = 1{,}24\ 10^{-4} \qquad (1.2.6)$$

Damit können wir die Intensität am Ort des Choppers zunächst grob abschätzen

$$J_{th} = \frac{F}{4\pi l^2}\ \Phi_{th} = 6{,}8 \cdot 10^{7} cm^{-2} sec^{-1} \qquad (1.2.7)$$

Eine Erhöhung der Strahlintensität und Reduzierung des Untergrundes ist im Energiebereich unterhalb 10 eV durch verschiedenartige Einbauten in das Strahlrohr möglich. Die optimale Anordnung ist durch die Neutronenenergie bestimmt, bei der das Experiment durchgeführt werden soll. Gebräuchlich sind folgende Vorrichtungen:

"Moderator": Die bei der Kernspaltung mit hoher Energie ($\bar{E} \approx 2$ MeV) emittierten Neutronen müssen durch moderierendes Material auf Energien unterhalb 10 eV abgebremst werden. Wenn sich nicht genügend Moderatormaterial zwischen der Spaltzone und dem Strahlrohrende befindet, ist die Abbremsung ungenügend, was sich in einem niedrigen Cadmiumverhältnis äußert. Durch Einbau eines Moderators in das Strahlrohr kann das Cadmiumverhältnis erhöht und damit für bestimmte Experimente die Strahlqualität verbessert werden (Hug 53).

"Heiße Neutronenquelle": In einem Moderator hoher Temperatur (z. B. T = 1600°C) wird die Maxwellver-

teilung (1.2.2) zu höheren Energien verschoben. Im Bereich um 0,3 eV kann so die Intensität bis um den Faktor 15 erhöht werden (EgeM64,AbeD67).

"Kalte Neutronenquelle": Ein gekühlter Moderator verlagert die Maxwellverteilung zu niederen Energien, so daß bei $5 \cdot 10^{-3}$eV die Intensität theoretisch um den Faktor 10 gesteigert werden kann. Der Intensitätsgewinn nimmt mit abnehmender Neutronenenergie noch um Größenordnungen zu (CocW 65, vergl. auch Abb. 2.6.1 der vorliegenden Arbeit).

"Neutronenleiter": Durch spezielle Kollimation mit totalreflektierenden Wänden kann im Bereich $E \leq 5 \cdot 10^{-2}$eV der durch den Geometriefaktor $F/4\pi l^2$ in (1.2.1) beschriebene Neutronenverlust wesentlich vermindert werden (MaiS 63, AleC 65, AleK 67). Bei Verwendung von gekrümmten Neutronenleitern können die niederenergetischen Neutronen aus dem direkten Strahl geleitet und somit von störendem Untergrund befreit werden (ChrS 62).

"Filter": Bei Messungen unterhalb $5 \cdot 10^{-3}$ eV liefern höherenergetische Neutronen einen hohen Untergrund, der durch kohärente Streuung in einem gekühlten Filter aus polykristallinem Beryllium besonders gut beseitigt werden kann. Zur Filterung von Neutronen weniger geeignet ist ein Filter aus Wismut , das jedoch oft verwendet wird, wenn die γ-Strahlung unterdrückt werden soll.

Die Chopperanlage muß so gebaut sein, daß die Pulsbreite gegenüber der Flugzeit klein ist. Diese Forderung ist im niederenergetischen Bereich ($E \leq 10$ eV) leicht erfüllbar. Daneben ist zu beachten, daß der sich drehende Rotor nur Neutronen eines begrenzten Geschwindigkeitsbereiches in die

Flugstrecke eintreten läßt. Neutronen außerhalb dieses Bereiches treffen auf die sich drehenden Kanalwände und werden dort absorbiert oder gestreut. Wir betrachten hier und auch in den folgenden Abschnitten nur den zentralen Rotorkanal mit paralellen und neutronenundurchlässigen Kanalwänden. Die unter dieser Voraussetzung abgeleiteten Gleichungen lassen sich auch in guter Näherung auf Rotorkanäle anwenden, deren Abstand vom Zentralkanal klein gegenüber dem Rotorradius ist.

In der Theorie der Neutronenchopper (Ege 53, MosP 55, StoS 56, MarP 58, LarD 59, Teu 61) erweist es sich als zweckmäßig, einen dimensionslosen Geschwindigkeitsparameter

$$\beta = \left| \frac{\gamma}{v} - \frac{s}{h} \right| \qquad (1.2.8)$$

einzuführen und alle anderen interessierenden Größen darauf zu beziehen. Dabei ist v die Neutronengeschwindigkeit und

$$\gamma = \frac{\omega R^2}{h} \qquad (1.2.9)$$

eine durch Kreisfrequenz ω der Rotordrehung, Rotorradius R und die Breite h der Chopperkanäle bestimmte charakteristische Neutronengeschwindigkeit ("Cut-off-Geschwindigkeit"). Die Krümmung der Kanalwände ist am besten durch die von Teutsch (Teu 61) eingeführte Kanaldurchbiegung

$$s = \frac{R^2}{2\,\rho_0} \qquad (1.2.10)$$

auszudrücken, wobei ρ_0 der Krümmungsradius der kreisförmigen Kanalwände ist. In der Praxis sind gekrümmte Kanäle mit $s > h$ von Interesse, die nur einen Neutronenpuls pro Umdrehung liefern. In diesem Fall ist ein positiver Wert

für ϱ_o einzusetzen.

Den sich drehenden Rotor können nur Neutronen mit $0 \leq \beta \leq 1$ passieren. Damit folgt für die Geschwindigkeit der in die Flugstrecke eintretenden Neutronen, also für den Meßbereich der Apparatur bei gekrümmten Kanälen

$$v = \frac{\gamma}{\frac{s}{h} \pm \beta} \qquad (1.2.11)$$

und bei geraden Kanälen

$$v = \frac{\gamma}{\beta} \qquad (1.2.12)$$

Bei geraden Rotorkanälen ist also die "Cut-off-Geschwindigkeit" γ die Geschwindigkeit der langsamsten Neutronen ($\beta=1$), die den sich drehenden Rotor durchdringen können.

1.3 Intensität

In dem der Neutronenflugzeit t_F entsprechenden Kanal des Flugzeitanalysators werden Neutronen mit Energien zwischen $E - \Delta E/2$ und $E + \Delta E/2$ registriert, wobei folgende Gleichungen gelten:

$$E = \frac{m}{2} \frac{L^2}{t_F^2} \qquad (1.3.1)$$

$$\Delta E = \frac{2}{L} \sqrt{\frac{2}{m}} E^{3/2} \Delta t_F \qquad (1.3.2)$$

Hierbei ist mit m die Neutronenmasse, mit L der Flugweg und mit Δt_F die Kanalbreite des Flugzeitanalysators bezeichnet. Die Zählrate in dem betrachteten Analysatorkanal ist zunächst proportional der Strahlintensität am Ort des Choppers in diesem Energiebereich, also proportional $J(E)\Delta E$, wobei $J(E)$ durch (1.2.1) gegeben ist. Wegen der Kollimation des Strahles wird jedoch nur ein Bruchteil D der verfügbaren Intensität genutzt. Ist der effektive Strahlquerschnitt der zu einem Satz zusammengefaßten n Rotorkanäle (Höhe d, Breite h) $Q = n \cdot d \cdot h$, dann folgt für den angegebenen Flugzeitbereich als Zahl der pro Zeiteinheit das Kollimatorsystem bei geöffneten Rotorkanälen durchdringenden Neutronen:

$$I_1(E) = Q\ D\ J(E)\ \Delta E \qquad (1.3.3)$$

Bei sich drehendem Rotor tritt von diesen Neutronen jedoch nur ein Bruchteil der Größenordnung 1 % in die Flugstrecke ein, nämlich

$$I_2(E) = F_R(E)\ F_A\ Q\ D\ J\ (E)\ \Delta E \qquad (1.3.4)$$

Hierbei gibt die absolute Transmission

$$F_A = \frac{1}{2} \frac{j\,h}{2\pi R} \qquad (1.3.5)$$

das Verhältnis von Kanalöffnungszeit zu Umdrehungszeit an, wobei j gleich der Zahl der Pulse pro Umdrehung ist, und der Faktor 1/2 die näherungsweise dreieckige Form (vergl. z. B. StoS 56, Teu 61) der Neutronenpulse ausdrückt. Die relative Transmission $F_R(E)$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein Neutron der Energie E den sich drehenden Rotorkanal durchdringt, ohne an dessen Wänden gestreut oder absorbiert zu werden. Bedienen wir uns auch hier des in Abschnitt 1.2 eingeführten Geschwindigkeitsparameters

$$\beta = \left| \frac{\gamma}{\sqrt{2\,E/m}} - \frac{s}{h} \right|$$

dann kann die relative Transmission in mathematisch einfacher Form angegeben werden:

$$F_R(E) = 1 - \frac{8}{3}\beta^2 \qquad 0 \leq \beta \leq 0.25$$

$$F_R(E) = \frac{16}{3}\sqrt{\beta} - 8\,\beta + \frac{8}{3}\beta^2 \qquad 0.25 \leq \beta \leq 1$$

$$F_R(E) = 0 \qquad 1 < \beta \qquad (1.3.6)$$

wie für gerade Kanäle (MosP 55, StoS 56) und gekrümmte Kanäle (MarP 58, LarD 59, Teu 61) aus der Literatur bekannt ist. Für einige charakteristische Fälle ist die relative Transmission in Abbildung 1.3.1 angegeben.
Wir berücksichtigen jetzt, daß die Neutronenintensität noch durch Neutronenverluste längs des Flugweges vermindert werden kann, insbesondere wenn der Flugweg nicht evakuiert ist und die Rotorkanäle mit Material gefüllt sind. Als Beispiel dazu ist die Schwächung der Strahlintensität in 7 m Luft (A_L) und in den mit 7 cm Aluminium gefüllten Rotorkanälen eines

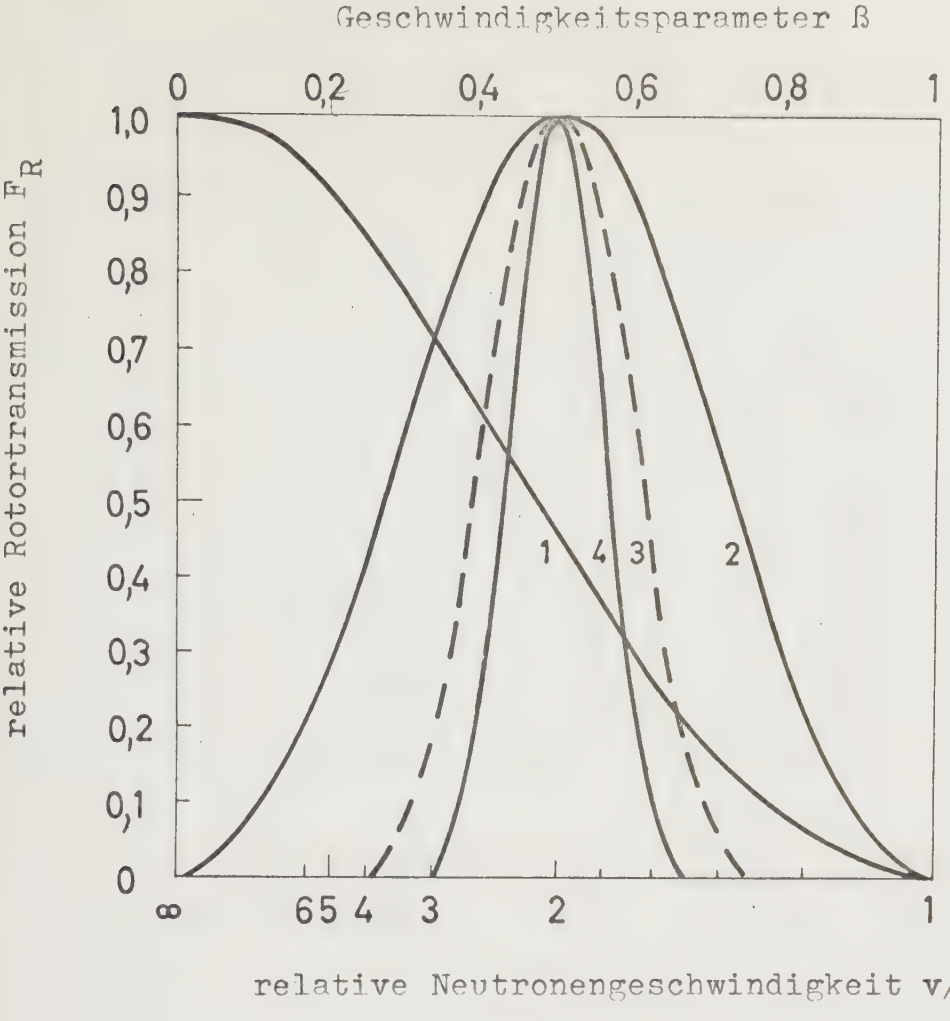


Abbildung 1.3.1

Relative Rotortransmission F_R

a) als Funktion des Geschwindigkeitsparameters ß (Kurve 1)

b) als Funktion der relativen Neutronengeschwindigkeit v/γ_o (Kurven 1 bis 4) für Rotoren (R,h=const.) verschiedener Kanaldurchbiegung:

Kurve	Kanal-durchbiegung s	Drehzahl ν
1	0	ν_o
2	h	$2\nu_o$
3	2h	$4\nu_o$
4	3h	$6\nu_o$

$$\gamma_o = \frac{2\pi\nu_o R^2}{h}$$

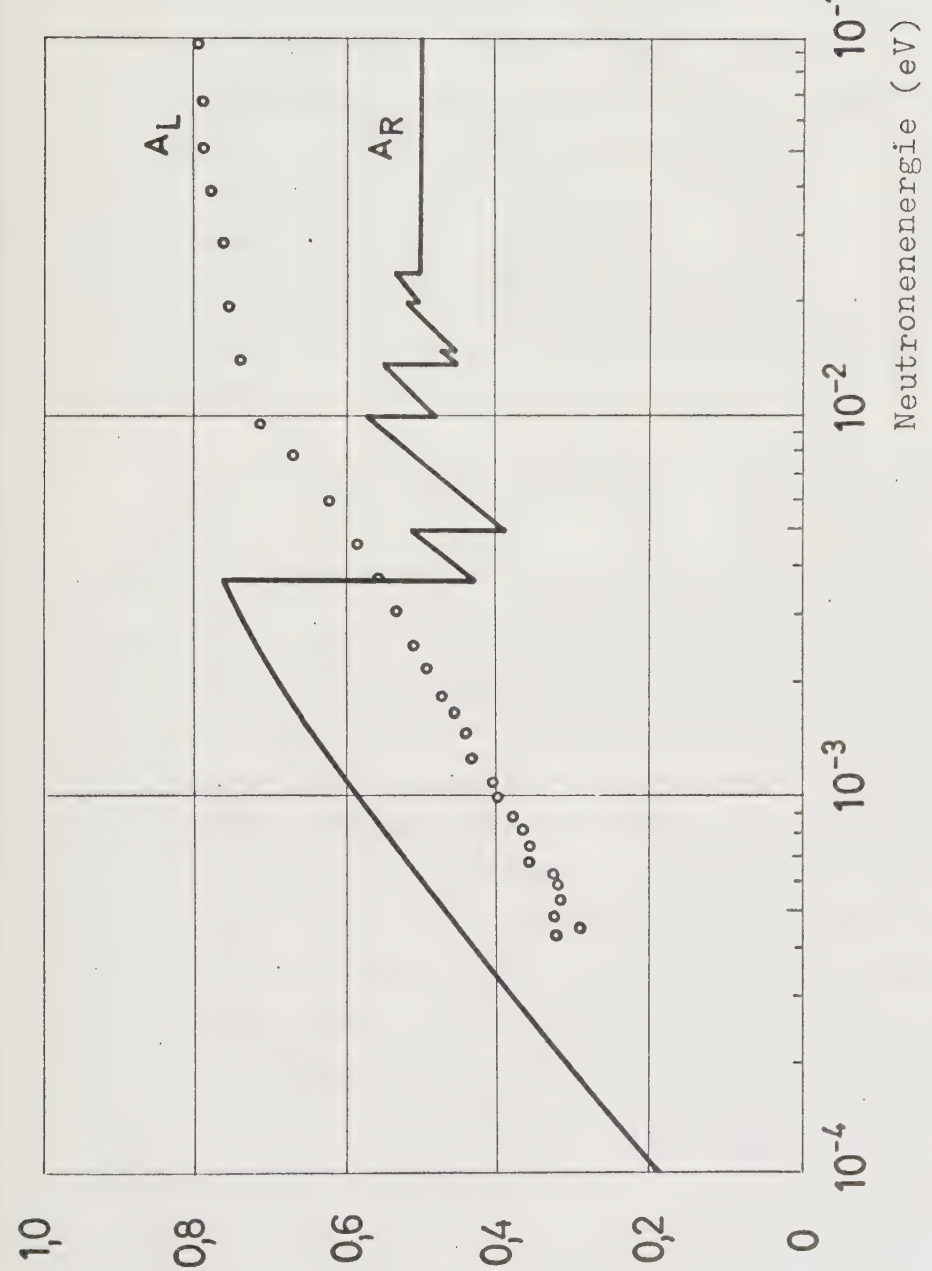


Abbildung 1.3.2

Abschwächung des Neutronenstrahles längs des Flugweges von 7 m (A_L) und in den Kanälen (7 cm Aluminium) eines Fermi-Choppers (A_R). A_L eigene Messung, A_R berechnet und nach HugS 58.

Fermi-Choppers (A_R) in Abbildung 1.3.2 angegeben. Der experimentell (Messung vor und nach Evakuierung des Flugweges) bestimmte Verlauf von A_L zeigt die erwartete Abnahme mit abnehmender Neutronenenergie, die hauptsächlich durch Neutronenstreuung an Stickstoff (HugS 58) zu erklären ist. Die sprunghaften Veränderungen von A_R sind durch kohärente Streuung an Braggkanten (vergl. Abschnitt 3.3.2.1) bedingt. Wir entnehmen der Abbildung 1.3.2, daß es insbesondere bei Messungen mit niederenergetischen Neutronen ($E < 10^{-2}$eV) wünschenswert ist, Neutronenverluste durch geeigneten Aufbau der Apparatur zu vermeiden. Wenn q das Verhältnis von Detektorquerschnitt zu Strahlquerschnitt angibt, beträgt die Zahl der pro Zeiteinheit die Ebene des Detektors im angegebenen Flugzeitbereich durchdringenden Neutronen

$$I_3(E) = q\, A_R(E)\, A_L(E)\, F_R(E)\, F_A\, Q\, D\, J(E)\, \Delta E \qquad (1.3.7)$$

Für Flugzeitmessungen langsamer Neutronen an einem radialen Strahlrohr sind $B^{10}F_3$- und He^3-gefüllte Proportionalzählrohre die am besten geeigneten Detektoren (vergl. Bro 61, WraH 65, Str 65), da der störende γ-Untergrund leicht durch Pulshöhendiskrimination unterdrückt werden kann. Die Ansprechwahrscheinlichkeit $\varepsilon(E)$ eines aus mehreren (senkrecht im Neutronenstrahl stehenden) Zählrohren bestehenden Detektors kann aus bekannten Zählrohrdaten errechnet werden, wobei über den vom Strahl ausgeleuchteten Detektorquerschnitt zu integrieren ist. Die für verschiedene Detektoren mit einem speziellen Rechenprogramm ermittelte Ansprechwahrscheinlichkeit ist in Abbildung 1.3.3 angegeben. Diese Rechnungen zeigen, daß die Meßzeit um den Faktor 10 herabgesetzt werden kann, wenn der von Biersack und Popov (BieP 64) verwendete Detektor (Kurve 1a in Abb. 1.3.3) durch einen empfindlicheren (Kurve 2b in Abb. 1.3.3) ersetzt wird. Für die Zählrate im betrachteten Analysatorkanal erhalten wir damit

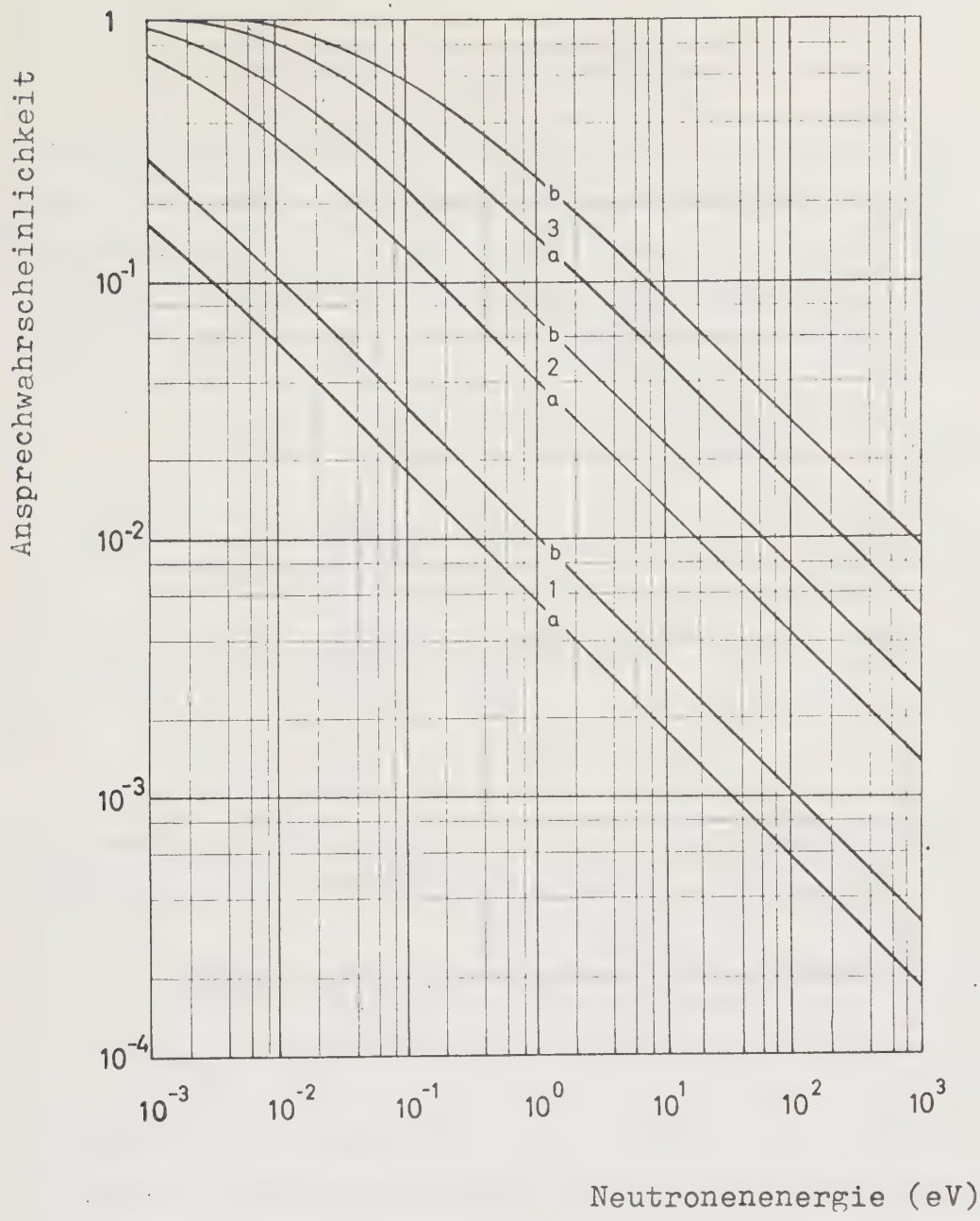


Abbildung 1.3.3

Ansprechwahrscheinlichkeiten $\varepsilon(E)$ verschiedener Detektoranordnungen für eine (a) und zwei (b) Reihen von Zählrohren.

1 FHZ 8 (BF_3, 200 Torr, 92% B-10)

2 RCL 10511 (" , 1200 " , 96% ")

3 20th. Cent. (He-3, 4 atm)

$$Z(E) = \varepsilon(E)\, q\, A_R(E)\, A_L(E)\, F_R(E)\, \frac{j\,h}{4\pi R}\, n\, h\, d \propto$$

$$\propto D\, \frac{2}{L}\, \sqrt{\frac{2}{m}}\, E^{3/2}\, J(E)\, \Delta t_F \qquad (1.3.8)$$

Diese Zählrate erhält man jedoch nur im Fall unendlich guter Auflösung. Im Experiment werden im betrachteten Analysatorkanal auch Neutronen der Flugzeit $t_F + t'$ mit der Wahrscheinlichkeit $R(t')$ (vergl. Abschnitt 1.5) registriert. Damit folgt für die gemessene Zählrate Z_e (StoS 59, Fro 56)

$$Z_e(t_F) = \int_{-\infty}^{+\infty} Z_w(t_F)\, R(t_F+t')\, dt' \qquad (1.3.9)$$

$$\text{mit} \quad \int_{-\infty}^{+\infty} R(t')\, dt' = 1$$

Durch zweimalige Diffenrentiation

$$\frac{d^2}{dt_F^2}\, Z_e(t_F) = Z_e''(t_F) \qquad (1.3.10)$$

der gemessenen Flugzeitverteilung $Z_e(t_F)$ kann die wahre Zählrate Z_w in erster Näherung nach

$$Z_w(t_F) = Z_e(t_F) \left[1 - \frac{Z_e''(t_F)}{Z_e(t_F)} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2}\, t'^2 R(t')\, dt' \right] \qquad (1.3.11)$$

errechnet werden (Fro 56, StoS 59). In den meisten Fällen ist jedoch eine Korrektur nach (1.3.11) zu vernachlässigen.

1.4 Nulleffekt

Der Nulleffekt setzt sich zusammen aus Neutronen und γ-Strahlen, die das Strukturmaterial des geschlossenen Rotors durchdringen, sowie dem in der Reaktorhalle herrschenden Strahlungsuntergrund. Letzterer kann durch geeignete Abschirmung des Detektors vernachlässigbar gemacht werden, und die γ-Strahlung des Reaktors kann bei Verwendung von BF_3- oder He^3-Zählrohren selbst im radialen Strahl gut durch Pulshöhendiskrimination unterdrückt werden.

Die den Chopper-Rotor kontinuierlich durchdringenden Untergrundneutronen sind besonders störend, weil entsprechend der nach (1.3.5) zu berechnenden absoluten Transmission nur etwa 1 % der vorhandenen Neutronen zu Flugzeitmessungen genutzt werden. Den Nulleffekt können wir beschreiben durch

$$NE \sim \int J(E) \cdot \varepsilon(E)\, e^{-\Sigma(E)\, 2R}\, dE \qquad (1.4.1)$$

Um den Untergrund, der hauptsächlich durch epithermische und schnelle Neutronen verursacht wird, niedrig zu halten, ist bei Messungen im subthermischen Energiebereich ein Detektor empfehlenswert, der bei Energien oberhalb 0,1 eV eine geringe Ansprechwahrscheinlichkeit besitzt (vergl. Abbildung 1.3.3).

Neben guten mechanischen Eigenschaften (spanabhebende Bearbeitung und ausreichende Festigkeit bei hohen Rotordrehzahlen) soll ein Rotor-Strukturmaterial nach Gleichung (1.4.1) einen hohen totalen Wirkungsquerschnitt Σ haben. Wirkungsquerschnitte verschiedener Materialien sind in Abbildung 1.4.1 angegeben. Diese Darstellung zeigt, daß ein aus Al und Cadmium bestehender Fermi-Rotor im Energiebereich größer 1 eV besonders durchlässig ist. Dies gilt auch, wenn an Stelle von Cadmium Samarium oder Gadolinium verwendet wird. Nickel erweist sich als bestes Strukturmaterial zur

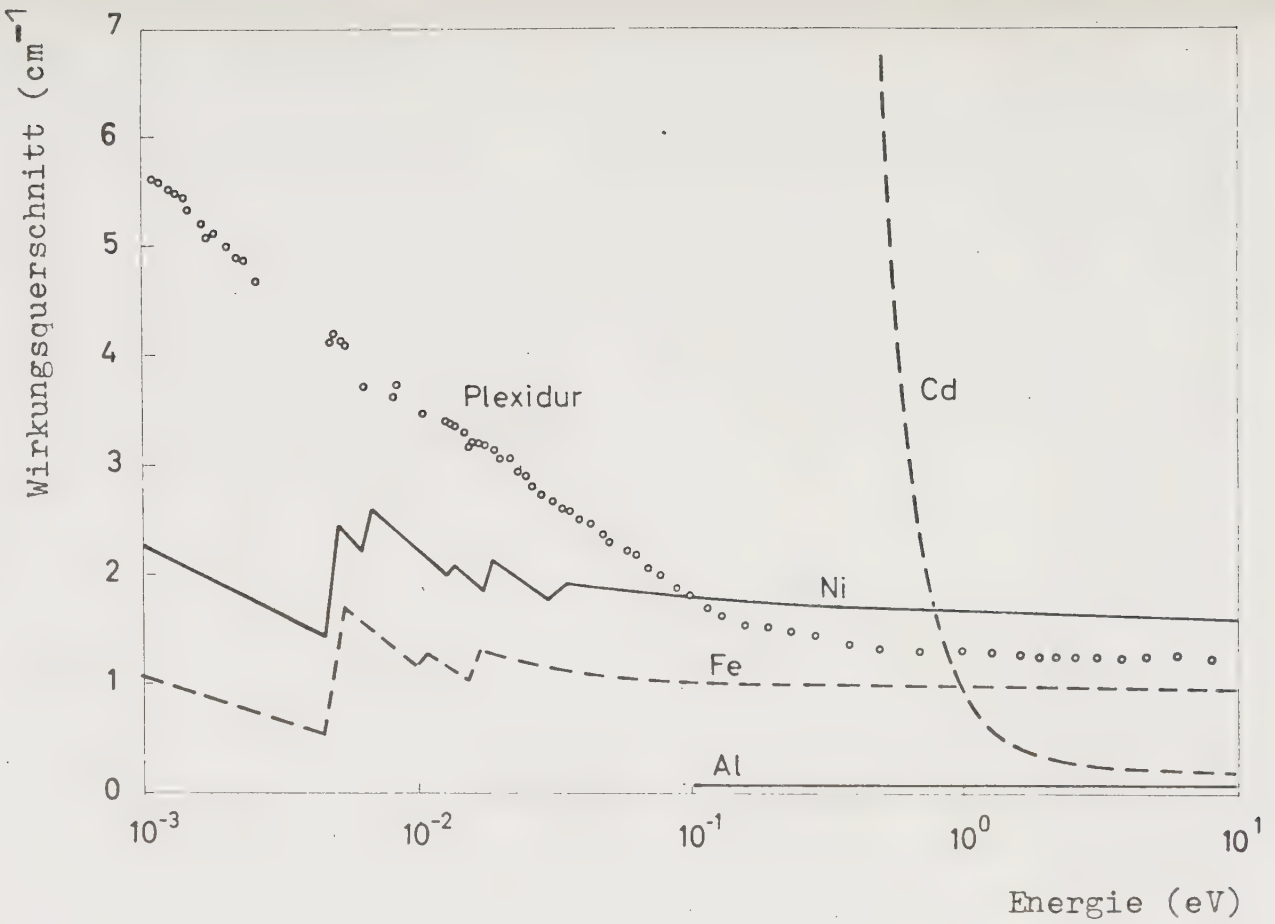


Abbildung 1.4.1

Totale makroskopische Wirkungsquerschnitte $\sum(E)$ für verschiedene Rotormaterialien. Plexidur = eigene Messung, übrige Angaben nach HugS 58.

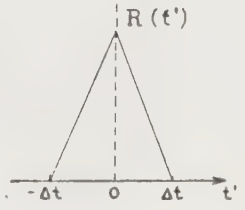
Reduzierung des epithermischen Neutronenuntergrundes. Dagegen zeichnen sich wasserstoffhaltige Kunststoffe durch einen im Bereich kleiner 0.1 eV mit abnehmender Neutronenenergie ansteigenden Wirkungsquerschnitt, ihre geringe Dichte (ca. 1g/cm^3 gegenüber ca. 8 g/cm^3 für Fe und Ni) und leicht spanabhebende Bearbeitung aus.

Das ideale Material für Rotor und Kollimatoren ist im Hinblick auf seinen Wirkungsquerschnitt ein wasserstoffhaltiger Kunststoff mit homogen verteiltem B^{10}. Ein Verfahren zur Herstellung homogener Blöcke eines solchen Materials in ausreichender Größe und Festigkeit ist bisher jedoch nicht bekannt.

1.5 Auflösungsvermögen

Das Auflösungsvermögen ist mit der in Abschnitt 1.4 eingeführten Auflösungsfunktion R(t') verknüpft. Je nach der Art des die Auflösung beeinflussenden Beitrages unterscheiden wir folgende Formen der Auflösungsfunktion (BecW 64, StoS 59, Tur 65)

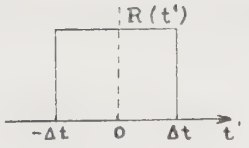
Dreieckverteilung:



$$R(t') = \frac{1}{\Delta t} - \frac{|t'|}{\Delta t^2} \quad |t'| < \Delta t \qquad \sigma = \Delta t^2/6 \qquad (1.5.1)$$

$$= 0 \qquad |t'| > \Delta t$$

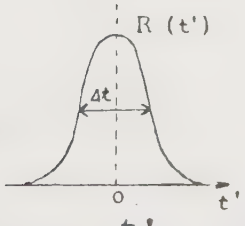
Rechteckverteilung:



$$R(t') = \frac{1}{2\Delta t} \quad |t'| < \Delta t \qquad \sigma = \Delta t^2/3 \qquad (1.5.2)$$

$$= 0 \qquad |t'| > \Delta t$$

Gaußverteilung:



$$R(t') = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \, e^{-\frac{t'}{2\sigma}} \qquad \sigma = \Delta t^2/8\ln 2 \qquad (1.5.3)$$

mit

$$\int_{-\infty}^{+\infty} R(t')dt' = 1 \qquad \int_{-\infty}^{+\infty} t'^2 R(t')dt' = \sigma \qquad (1.5.4)$$

Die Überlagerung mehrerer solcher "partieller Auflösungsfunktionen" wird genähert (Tur 65) durch eine Gesamtauflösungsfunktion in Form einer Gaußfunktion (1.5.3) mit

$$\sigma = \sum \sigma_i \qquad (1.5.5)$$

wobei die einzelnen σ_i nach (1.5.1) bis (1.5.3) eingesetzt werden. Das Auflösungsvermögen A ist nun definiert als das Verhältnis von Auflösungsbreite Δt zu Flugzeit t_F

$$A = \frac{\Delta t}{t_F} \qquad (1.5.6)$$

Für Δt wird im allgemeinen Fall die Halbwertsbreite der Gesamtauflösungsfunktion (1.5.3)

$$\Delta t = \sqrt{8\,\sigma\,\ln 2} \qquad (1.5.7)$$

eingesetzt.

Bei Flugzeitmessungen mit einem Neutronenchopper tragen folgende Effekte zur Auflösung der Apparatur bei:

1. Pulsbreite Δt_1
2. Strahldivergenz Δt_2
3. Breite des Analysatorkanales Δt_3
4. Detektordicke Δt_4
5. Zählrohr-Jitter Δt_5

Die genaue Berechnung von Δt unter Berücksichtigung jedes einzelnen dieser Beiträge ist an anderer Stelle ausführlich erläutert (LarD 59, Tur 65).
Die Beiträge 3. bis 5. sind meist vernachlässigbar, wenn sie klein gegenüber der Flugzeit sind. Bei entsprechender Einstellung der Kanalbreite $\Delta t_F = 2\,\Delta t_3$ kann Δt_3 beliebig klein gemacht werden. Bei den verwendeten Detektoren (vergl. Abb. 1.3.3) gilt $\Delta t_4 \leq 0{,}005\ t_F$, und bei langsamen Neutronen ist $\Delta t_5 = 0{,}6\ \mu\text{sec} \ll t_F$, wobei Δt_5 nach (2.3.1) berechnet wurde. Bei guter Kollimation ist auch der Beitrag 2. wesentlich kleiner als die rotorbedingte Pulsbreite Δt_1. Wir wollen deshalb an dieser Stelle nur das maximal erreichbare

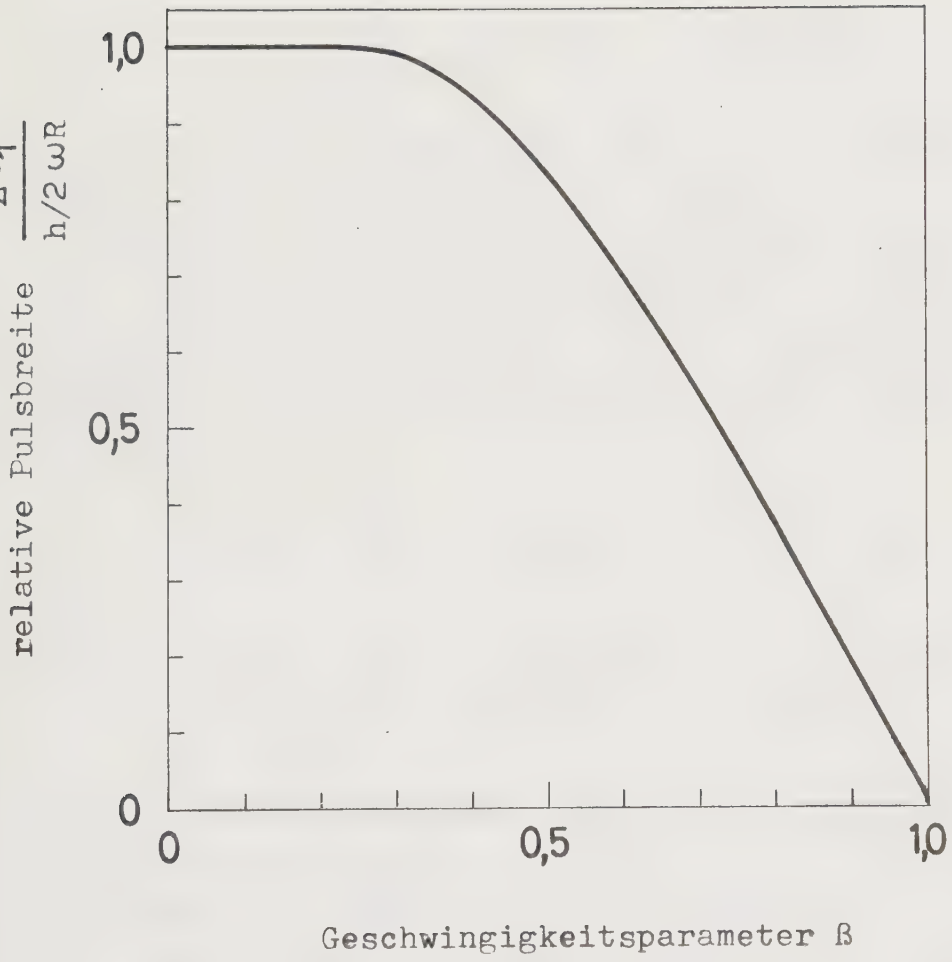


Abbildung 1.5.1

Relative Pulsbreite $\frac{\Delta t_1}{h/2\omega R}$ nach (1.5.8)

Auflösungsvermögen diskutieren, das durch die von den Rotordimensionen abhängige Pulsbreite Δt_1 bestimmt ist.

Die Pulsbreiten beschreiben wir mit Hilfe des Geschwindigkeitsparameters ß. Es gilt (StoS 56, MarP 58)

$$\Delta t_1 = \frac{h}{2\omega R} \qquad 0 \leq ß \leq 0.25$$

$$\Delta t_1 = \frac{2h}{\omega R}\left[\sqrt{ß} - ß\right] \qquad 0.25 \leq ß \leq 1 \qquad (1.5.8)$$

Diese Pulsbreiten sind unabhängig von der Kanaldurchbiegung s und in Abbildung 1.5.1 dargestellt. Bei den in guter Näherung dreieckigen Neutronenpulsen können wir jetzt die Auflösungsfunktion durch die Verteilung (1.5.1) beschreiben und für Δt in (1.5.6) die Halbwertsbreite Δt_1 einsetzen. Als Auflösung erhalten wir mit (1.5.8) und (1.2.11)

$$A = \frac{R}{2L} \cdot \frac{1}{\frac{s}{h} \pm ß} \qquad 0 \leq ß \leq 0{,}25$$

$$A = \frac{R}{2L} \cdot \frac{4\left[\sqrt{ß} - ß\right]}{\frac{s}{h} \pm ß} \qquad 0{,}25 \leq ß \leq 1 \qquad (1.5.9)$$

Zur Erzielung eines guten Auflösungsvermögens muß der Flugweg L möglichst lang sein. Dabei ist jedoch zu beachten, daß die langsamsten Neutronen eines Pulses nicht von den schnellsten Neutronen des folgenden Pulses eingeholt werden. Mit den aus (1.2.11) und (1.2.12) zu entnehmenden Grenzgeschwindigkeiten läßt sich die folgende Flugwegbedingung leicht ableiten

$$L \leq \frac{\pi R^2}{i\, h} \qquad (1.5.10)$$

wobei wir mit i die Zahl der Kanalsätze beschreiben, die oft aus mehreren zueinander parallelen Kanälen bestehen. Der maximale Flugweg ist nach (1.5.10) unabhängig von der Kanalkrümmung, wenn nur Kanäle mit $s = 0$ und $s > h$ betrachtet werden.

Wie Abbildung 1.5.1 zeigt, ist eine geringe Pulsbreite und damit eine gute Auflösung im Bereich großer Werte von ß zu erzielen. In diesem Bereich besitzt aber ein Rotor nach Abbildung 1.3.1 eine geringere relative Transmission.

Die Gleichungen (1.5.9) ergeben, daß bei gleicher relativer Transmission $F_R(ß)$ insbesondere mit stark gekrümmten Kanälen ($s \gg h$) eine sehr viel bessere Auflösung als mit geraden Kanälen ($s = 0$) erreicht werden kann. Jedoch wird mit zunehmender Kanaldurchbiegung s der mit einem Rotor erfaßbare Geschwindigkeitsbereich nach (1.2.11) stark nach unten verschoben, da die Rotordrehzahl und damit ω in (1.2.11) aus Gründen der Materialbelastbarkeit nicht unbegrenzt erhöht werden kann.

1.6 Meßfehler

Der Meßfehler setzt sich zusammen aus systematischen Fehlern der Meßmethode und statistischen Fehlern der Zählraten.

Systematische Fehler

Die Ermittlung der Neutronenenergie ist mit den Fehlern der Flugzeit- und Flugwegbestimmung behaftet. Die möglichst genaue Bestimmung der Neutronenenergie wird in Abschnitt 2.3 erläutert.
Das gemessene Flugzeitspektrum wird verfälscht durch Totzeitverluste bei der Zählratenmessung und (insbesondere bei scharfen Kanten und Linien) durch das Auflösungsvermögen der Apparatur. Diese Fehler können nach (2.5.1) bzw. (2.5.2) sowie bei Bedarf nach (1.3.11) korrigiert werden.

Da die Bestimmung eines Spektrums oder Wirkungsquerschnitts die Messungen mehrerer Zählraten erfordert, muß streng darauf geachtet werden, daß alle Zählraten unter gleichen Bedingungen gemessen werden. Nach Gleichung (1.3.8) bedeutet dies die Konstanz folgender Größen:

1. Reaktorspektrum: Konstante Reaktorleistung, Moderatortemperatur und Stellung der Regelstäbe. Keine Ausbildung von neutronenabsorbierenden Zonen innerhalb der Brennstofflösung nahe der Quellfläche.
2. Rotortransmission: Unveränderte absolute und relative Rotortransmission. Dies ist nur gewährleistet bei konstanter Drehzahl und (besonders bei guter Kollimation) bei konstanter Lage der Drehachse.
3. Detektorempfindlichkeit: Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors ist abhängig von Hochspannung, Verstärkung und Einstellung der Diskriminatorschwelle

am Verstärker-Ausgang.

4. Luftstreuung: Gleichbleibender Luftdruck entlang des Flugweges.

Kann trotz größter Sorgfalt diese Forderung gleicher Bedingungen nicht in allen Punkten erfüllt werden, müssen die einzelnen Zählraten bei Verwendung eines Probenwechslers abwechselnd gemessen werden. Dadurch werden Schwankungen von Reaktorspektrum, Rotortransmission und Detektorempfindlichkeit ausgemittelt, und die Ergebnisse der Messungen sind besser reproduzierbar.

Statistische Fehler

Der statistische Fehler eines Spektrums oder Wirkungsquerschnitts soll hier durch die Standardabweichung angegeben werden, die sich nach den Gesetzen der Fehlerfortpflanzung aus den Standardabweichungen der Einzelmessungen errechnen läßt (vergl. z. B. Jar 46).

Wir führen folgende Bezeichnungen ein:

Z^o; t^o	Zählrate bzw. Meßzeit ohne Probe
Z_u^o; t_u^o	Nullrate " " " "
Z^m; t^m	Zählrate " " mit "
Z_u^m; t_u^m	Nullrate " " " "

Bei der Bestimmung eines Spektrums

$$Z_e^o = Z^o - Z_u^o \qquad (1.6.1)$$

erhält man als relative Standardabweichung

$$\frac{\delta z_e^o}{z_e^o} = \frac{\sqrt{\frac{z^o}{t^o} + \frac{z_u^o}{t_u^o}}}{z^o - z_u^o} \qquad (1.6.2)$$

Bei der Ermittlung eines Wirkungsquerschnitts

$$\sigma = \frac{1}{Nx} \ln \frac{z^o - z_u^o}{z^m - z_u^m} = \frac{1}{Nx} \ln \frac{1}{T} \qquad (1.6.3)$$

N = Teilchendichte
x = Probendicke
T = Probentransmission

folgt unter Vernachlässigung systematischer Fehler für die absolute Standardabweichung

$$\Delta\sigma = \frac{1}{Nx} \quad \frac{\Delta T}{T} \qquad (1.6.4)$$

Um Einstreuung von Untergrundneutronen in Strahlrichtung und Mehrfachstreuung in der Probe zu vermeiden, wird die Probendicke x nur so groß gewählt, daß die Probentransmission T im Bereich zwischen etwa 0.4 und 0.8 liegt. Damit hängt der Fehler $\delta\sigma$ nur noch ab von

$$\frac{\delta T}{T} = \sqrt{\frac{\frac{z^o}{t^o} + \frac{z_u^o}{t_u^o}}{(z^o - z_u^o)^2} + \frac{\frac{z^m}{t^m} + \frac{z_u^m}{t_u^m}}{(z^m - z_u^m)^2}} \qquad (1.6.5)$$

Beschreiben wir jetzt Untergrund und Probentransmission durch

$$a = \frac{z_u^o}{z^o} \qquad b = \frac{z_u^m}{z^m} \qquad c = \frac{z_e^m}{z_e^o} \qquad (1.6.6)$$

dann folgt aus (1.6.2) und (1.6.5)

$$\frac{\delta Z_e^o}{Z_e^o} = \frac{1}{\sqrt{Z^o}} \cdot \frac{\sqrt{\frac{1}{t^o} + \frac{a}{t_u^o}}}{(1 - a)} \qquad (1.6.7)$$

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{1}{\sqrt{Z^o}} \sqrt{\frac{\frac{1}{t^o} + \frac{a}{t_u^o}}{(1 - a)^2} + \frac{\frac{1}{t^m} + \frac{b}{t_u^m}}{c(1-b)^2}} \qquad (1.6.8)$$

und man erkennt unmittelbar die Bedeutung von Untergrundreduzierung (a,b klein) und hoher Strahlintensität zur Erzielung eines kleinen statistischen Fehlers. Ein statistischer Fehler (1.6.7) oder (1.6.8) wird minimal, wenn die zur Verfügung stehende Meßzeit $t = t^o + t_u^o + t^m + t_u^m$ oder $t = t^o + t_u^o$ so aufgeteilt wird, daß

$$t_u^o = \sqrt{a} \cdot t^o; \quad t_u^m = \sqrt{b} \cdot t^m; \quad t^o = \frac{1-b}{1-a} \sqrt{c} \cdot t^m \qquad (1.6.9)$$

Damit läßt sich besonders (1.6.7) weiter vereinfachen zu

$$\frac{\delta Z_e^o}{Z_e^o} = \frac{1}{\sqrt{Z_e^o \cdot t}} \cdot \frac{1 + \sqrt{a}}{\sqrt{1 - a}} \qquad (1.6.10)$$

1.7 Festlegung der Chopper-Parameter

Bei der Festlegung der Konstruktionsmerkmale des Choppers wurde zunächst auf gute Untergrundreduzierung geachtet, dann auf möglichst hohe Intensität bei brauchbarem Auflösungsvermögen.

Ein günstiges Verhältnis von Zählrate zu Nulleffekt erfordert einen möglichst großen Rotorradius. Mit zunehmendem Rotorradius R nimmt der Untergrund nach (1.4.1) viel stärker ab als die Zählrate wegen (1.3.8). Als Strukturmaterial wurde wegen ausreichender Zugfestigkeit und den in Abschnitt 1.4 angegebenen Gründen "Plexidur" gewählt. Trotz geringeren Auflösungsvermögens zogen wir es hauptsächlich wegen der einfacheren Herstellung vor, zunächst einen Rotor mit geraden Rotorkanälen zu bauen. Für den weiteren Ausbau der Apparatur ist ein Rotor mit gekrümmten Kanälen vorgesehen (vergl. Abschnitt 2.6).

Der in der Reaktorhalle des BER zur Verfügung stehende Flugweg beträgt maximal 550 cm. Um ein gutes Auflösungsvermögen zu erreichen, ist nach (1.5.9) diese Flugweglänge vollständig auszunutzen. Da eine maximale Flugzeitauflösung von etwa 2 % für die in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Experimente ausreicht, ist es nach (1.5.9) möglich,(mit $ß \approx 0{,}5$) den Rotorradius auf

$$R = 140 \text{ mm} \qquad (1.7.1)$$

festzusetzen. Eine Überschlagsrechnung ergab, daß ein Rotor dieser Dimension bei Rotordrehzahlen bis zu 10000 Upm ausreichende Festigkeit besitzt. Außerdem kann er mit Maschinen der Institutswerkstatt hergestellt werden.

Über die bisher noch nicht festgelegten Parameter des Choppers wird jetzt so verfügt, daß die Intensität nach Gleichung (1.3.8) groß wird.

Die Kanalbreite h soll so groß sein, daß nach (1.2.9) bei den gut regelbaren Drehzahlen zwischen 100 Upm und 10000 Upm im Energiebereich zwischen 10^{-4} eV und 10 eV mit guter relativer Transmission (1.3.6) und Auflösung (1.5.9) gemessen werden kann. Mit

$$h = 3 \text{ mm} \qquad (1.7.2)$$

ist diese Bedingung erfüllt. Ein solcher Kanal kann auch ohne größeren Aufwand mit einem hohlgeschliffenen Sägeblatt in Plexidur eingearbeitet werden. Zur Erhöhung der absoluten Transmission (1.3.5) wird nun j so groß gewählt, wie es die Flugwegbedingung (1.5.10) für $L \approx 500$ cm gerade erlaubt. Es folgt

$$j = 8 \qquad (1.7.3)$$

Zur Ausnutzung eines größeren Strahlquerschnitts ordnen wir jeweils

$$n = 5 \qquad (1.7.4)$$

Kanäle mit der Höhe

$$d = 30 \text{ mm} \qquad (1.7.5)$$

im Abstand von 5 mm nebeneinander an, so daß die nach Abbildung 1.7.1 verbleibende Dicke des Strukturmaterials noch als ausreichend angesehen werden kann.

Das (mit ß = 0.65, vergleiche Abbildung 1.3.1) theoretisch maximal mögliche Auflösungsvermögen beträgt mit den hier festgelegten Parametern nach (1.5.9)

$$\begin{aligned} A &= 1.6\ \% \quad && 10^{-4}\text{eV} \leq E \leq 0.5 \text{ eV} \\ A &\leq 9\ \% \quad && 0.5 \text{ eV} \leq E \leq 10 \text{ eV} \end{aligned} \qquad (1.7.6)$$

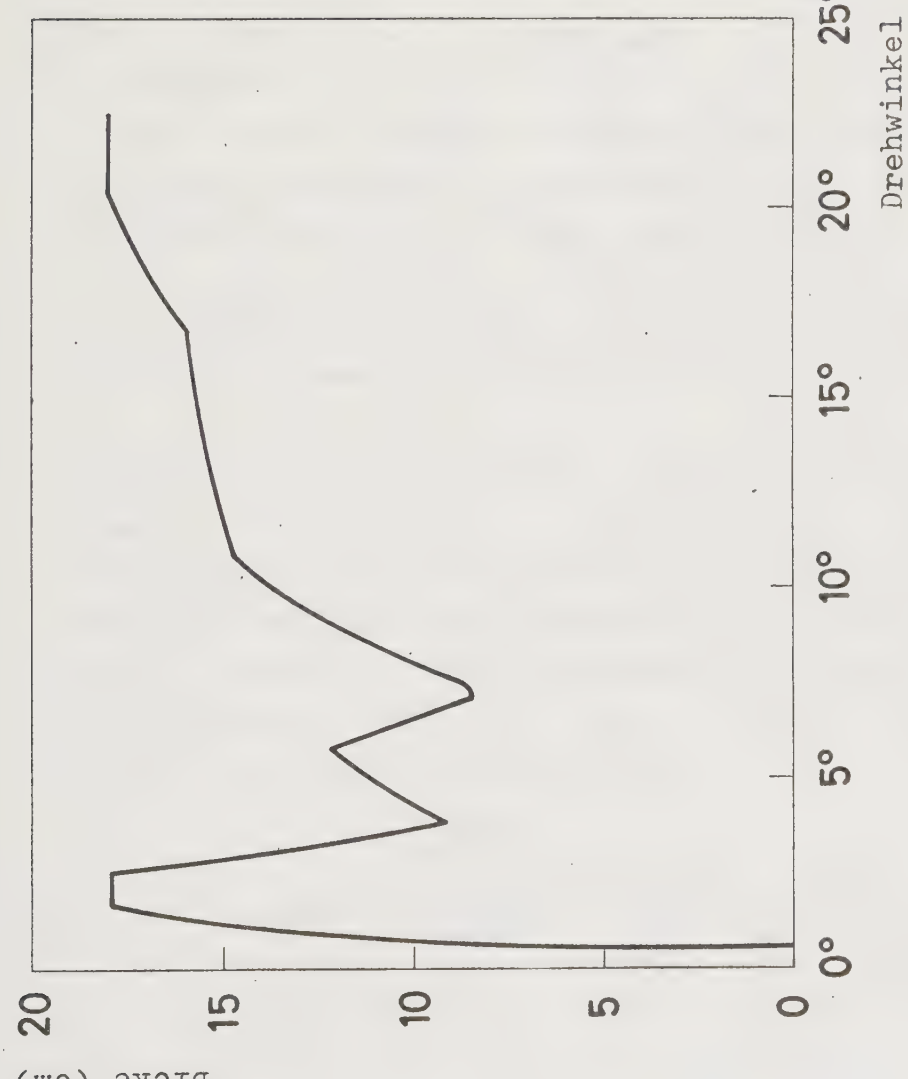


Abbildung 1.7.1
Dicke des Strukturmaterials als Funktion der Winkellage α des Rotors. α gegen Durchlaßrichtung gemessen.

2. Experimentelle Methode

2.1 Reaktor-Strahlrohr

Die im Reaktor erzeugten Neutronen treten nach Durchdringen von ca. 10 cm Reaktorgraphit in das Strahlrohr 10-W (10 cm Durchmesser und 226 cm Länge) ein. Durch einen mit Blei, Paraffin und Borsäure gefüllten Strahlrohrkollimator wird der Strahlquerschnitt auf 36 x 46 mm begrenzt, so daß nur der in Abschnitt 1.7 festgelegte Kanalbereich des Rotors ausgeleuchtet wird. Der 160 cm lange Kollimator kann evakuiert werden. Um die Strahlintensität ohne Herabsetzung der Reaktorleistung zu verringern, kann bei Bedarf der Strahlkollimator bei voller Reaktorleistung mit jeweils 50 mm langen Segmenten aus Blei oder Wismut oder Polyäthylen gefüllt werden. Somit sind Arbeiten am Chopper selbst bei voller Reaktorleistung möglich.

Vor dem Aufbau des Choppers wurden am 10-W Strahlrohr Messungen mit einem dünnen BF_3-Zählrohr* zur Bestimmung von Intensität und Cadmiumverhältnis des kollimierten Strahles durchgeführt. Aus den gemessenen Zählraten thermischer Neutronen konnte die Neutronenstrahldichte mit Hilfe der über ein Maxwellspektrum M(E) (1.2.2) mit $E_T = 3\ 10^{-2}$eV gemittelten Ansprechwahrscheinlichkeit

$$\varepsilon_M = \frac{\int_0^{0,4\text{eV}} M(E)\varepsilon(E)\,dE}{\int_0^{0,4\text{eV}} M(E)\,dE} = 2.89\ \% \qquad (2.1.1)$$

bestimmt werden. Diese einfachen Messungen liefern wert-

* Zählrohr FHZ-8 (Fa. Friesecke & Höpfner)

volle Informationen über die Strahlqualität. Ihre wesentlichen Ergebnisse sind:

1. Wegen Verringerung des Öffnungswinkels durch den Strahlrohrkollimator wird nicht die unter (1.2.7) angegebene maximal mögliche Neutronenstrahldichte am Ort des Choppers erreicht, sondern nur

$$J_{th} = 3{,}0 \cdot 10^{7}\ cm^{-2}sec^{-1} \qquad (2.1.2)$$

Dieser Wert, und damit auch die nach Gleichung (2.1.1) berechnete Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählrohres, wurde durch Absolutbestimmung der Zerfallsrate einer bestrahlten Goldfolie bestätigt.

2. Die Intensität des Strahles ist abhängig von der Stellung der Regelstäbe. Wird der vor dem Kopfende des Strahlrohres befindliche Regelstab Nr. 1 eingefahren, vermindert sich die Strahlintensität um ca. 8 %.

3. Die Strahlintensität wird durch die Neutronenstreuung in Luft deutlich herabgesetzt. Besonders groß ist der Intensitätsverlust für sehr langsame Neutronen. Er beträgt bei einem durch 25 cm Wismut gefilterten Strahl etwa 10 % pro Meter, während der ungefilterte Strahl nur um etwa 5,5 % pro Meter geschwächt wird.

4. Das Camiumverhältnis beträgt 26. Zu seiner Erhöhung (Reduzierung des Neutronenuntergrundes) eignet sich eine Kanalfüllung mit einem moderierenden Material geringer Neutronenabsorption*. Besonders leicht herstellbar sind Strahlrohrfüllungen aus Polyäthylen oder Reaktorgraphit.

*für die Hilfe bei diesen Messungen, die zur Überprüfung und Erweiterung früherer Messungen von Biersack und Popov (BieP 64) durchgeführt wurden, danke ich Herrn P. Vorderwisch.

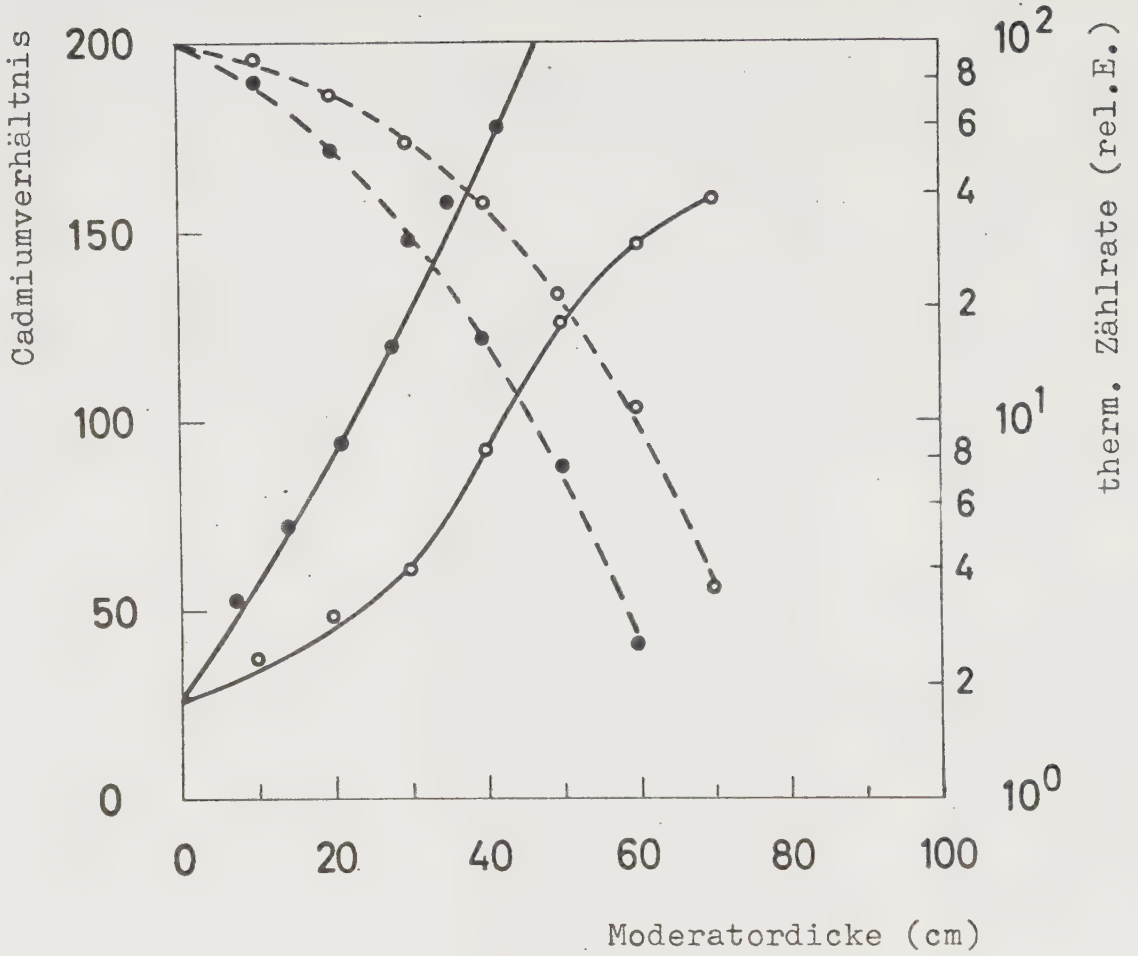


Abbildung 2.1.1

Cadmiumverhältnisse —— und thermische Zählraten - - - am 10-W Strahlrohr nach Moderierung mit Polyäthylen • bzw. Graphit ○ .

Für diese beiden Materialien wurden Intensität und Cadmiumverhältnis in Abhängigkeit von der Dicke der an das Kopfende des Strahlrohres geschobenen Füllungen bestimmt. Das in Abbildung 2.1.1 dargestellte Ergebnis dieser Messungen zeigt, daß wegen der geringeren Neutronenabsorption mit einer Graphitfüllung zwar höhere Zählraten thermischer Neutronen erzielt werden, jedoch die Intensität der Epi-Cadmium-Neutronen weniger gut als im Polyäthylen reduziert wird. So können mit einer Polyäthylenfüllung höhere Cadmiumverhältnisse erzielt werden. Die günstigste Kanalfüllung ist die, bei der in gegebener Meßzeit der nach Gleichung (1.6.10) abzuschätzende Fehler minimal wird.

5. Bei einer Kanalfüllung mit 5 cm Polyäthylen werden ca. 99 % der aus dem Kollimator austretenden Neutronen durch das Polyäthylen in die Strahlrichtung hineingestreut, bei einer Kanalfüllung mit 5 cm Blei nur 75 %. Das moderierende Material muß also in den Bereich höchster Flußdichte gebracht werden. Falls zur Unterdrückung des γ-Untergrundes Blei oder (besser) Wismut in das Strahlrohr gebracht wird, ist darauf zu achten, daß sich das Polyäthylen unmittelbar am Kopfende des Strahlrohres befindet.

2.2 Chopper

Um bei Bedarf die Flugzeitapparatur speziellen Meßproblemen anpassen zu können, wurde der Chopper so geplant, daß Rotor und Kollimatoren leicht auswechselbar sind. Das Prinzip des Chopper-Aufbaues entspricht dem des "schnellen" Choppers in Brookhaven (Sei 54, vergl. auch Hof 62, RicB 64). Der Chopper ist auf einem fahrbaren Gestell montiert, so daß er leicht an anderer Stelle aufgestellt werden kann. So sind Messungen an anderen Strahlrohren sowie differentielle Messungen zur inelastischen Neutronenstreuung nach der Be-Filter-Methode (HugP 60, LarD 59) oder nach der Filter-Chopper-Methode (HolL 61, HolS 64) grundsätzlich möglich. Wegen seines geringen Strahlquerschnitts eignet sich dieser Chopper in seiner jetzigen Form auch zu Messungen nach der "Fixed-Angle-Scattering" Methode (BurL 63, LebM 67).

Den Aufbau des Choppers zeigt Abbildung 2.2.1. Auf Einzelheiten der Konstruktion soll hier nicht eingegangen werden; sie sind in insgesamt 44 Konstruktionszeichnungen der Sätze RP-3-K, RP-4-K und RP-5-K niedergelegt. Im folgenden werden nur die wesentlichen Merkmale der Apparatur geschildert.

Der ca. 13 kg schwere und dynamisch ausgewuchtete Rotor ist an einer 4 mm starken flexiblen Welle aufgehängt.

Die Kollimatorgehäuse sind mit dem Rotorgehäuse fest verschraubt. Die Kollimatorfüllungen bestehen wie die Rotorfüllung aus Plexidur. Der Eingangskollimator begrenzt den Neutronenstrahl auf den von den Rotorkanälen vorgegebenen Querschnitt von 35 x 30 mm, er dient hauptsächlich zur Halterung der Startimpuls-Optik (siehe Abschnitt 2.3). Der justierbar in seinem Gehäuse gelagerte Ausgangskollimator ist 34 cm lang und besitzt wie der Rotor 5 Kanäle (3 x 30mm) im Abstand von 5 mm. Er dient zur Untergrundreduzierung und zur Verringerung der Strahldivergenz, damit der Divergenzbeitrag zum Auflösungsvermögen (siehe Abschnitt 1.5) klein bleibt.

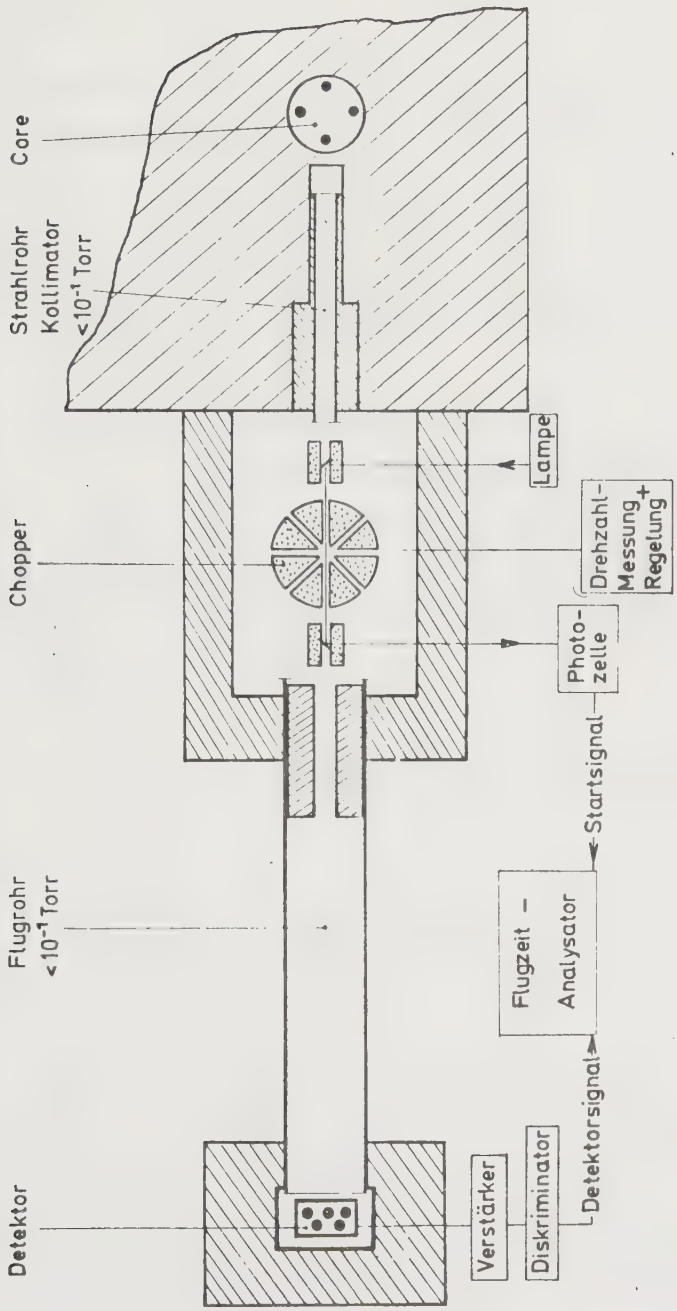


Abbildung 2.2.1

Prinzipieller Aufbau des Flugzeitspektrometers.

Zum Antrieb verwenden wir einen Gleichstrom-Nebenschluß-Motor, der bei einer Leistungsaufnahme von 1,1 kW mit einer maximalen Drehzahl von 15000/min betrieben werden kann.

Im Gegensatz zu anderen Choppern wird bei uns die Drehzahl nach einer bei Pile-Oszillator-Messungen (Sch 64) bewährten optischen Methode gemessen. Eine auf der Rotorachse befestigte 10 mm starke Scheibe besitzt an ihrem Umfang 60 reflektierende Segmente, die mit einer Photozelle abgetastet werden und folglich pro Umdrehung 60 Impulse liefern.

Eine Drehzahlregelung ist notwendig, um während einer Messung die von der Drehzahl abhängige relative Rotortransmission (1.3.6) möglichst konstant zu halten. Durch Differentiation der relativen Transmission F_R nach der Drehzahl kann zu vorgegebener Drehzahlabweichung der Fehler der Rotortransmission errechnet werden

$$\frac{\delta F_R}{F_R} = \frac{-16\beta^2}{3-8\beta^2}\,\frac{\delta\omega}{\omega} \qquad 0\leq\beta\leq 0.25$$

$$\frac{\delta F_R}{F_R} = \frac{2\beta^2+\sqrt{\beta}-3\beta}{\beta^2+2\sqrt{\beta}-3\beta}\,\frac{\delta\omega}{\omega} \qquad 0.25\leq\beta\leq 1 \qquad (2.2.1)$$

Bei gegebener Drehzahlabweichung $\delta\omega/\omega$ nimmt die Abweichung der relativen Transmission von ihrem Sollwert mit zunehmendem Geschwindigkeitsparameter ß stark zu, wie Abbildung 2.2.2 zeigt. Deshalb ist besonders bei Messungen mit hoher Auflösung (großes ß) auf gute Drehzahlkonstanz zu achten, denn für ß = 0.65 gilt beispielsweise

$$\frac{\delta F_R}{F_R} \approx 3\cdot\frac{\delta\omega}{\omega} \qquad (2.2.2)$$

Die digitale Drehzahlregelung erfolgt nach einer neuentwickelten Methode. Durch Verwendung eines Differenzzählers

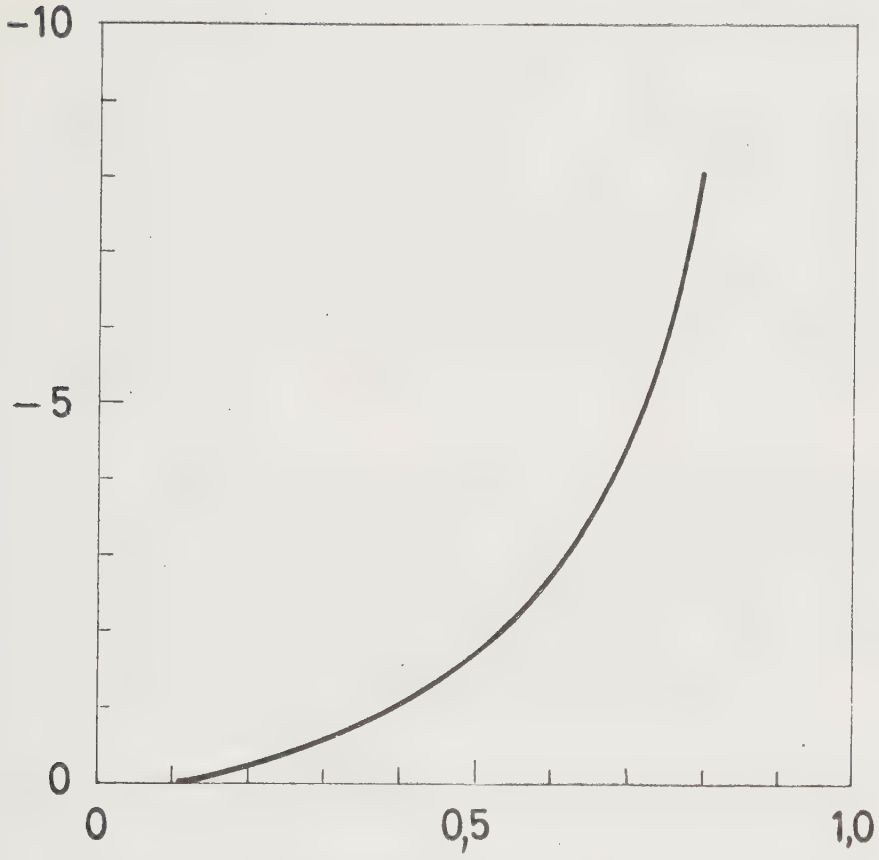


Abbildung 2.2.2
Schwankungen $\delta F_R/F_R$ der relativen Transmission in Abhängigkeit von Drehzahlschwankungen $\delta\omega/\omega$ nach (2.2.1).
$\alpha = \dfrac{\delta F_R/F_R}{\delta\omega/\omega}$ dargestellt als Funktion des Geschwindigkeitsparameters ß.

(KalM 64) werden Drehzahlabweichungen praktisch verzögerungsfrei bemerkt und sehr genau bestimmt. Der aus integrierten Bauelementen zusammengesetzte Differenzzähler zählt in einer Richtung, die mit einem Frequenzgenerator vorgegebene Solldrehzahl, in der anderen Richtung, die mit einer Photozelle abgetastete Istdrehzahl. Die Regelung arbeitet in Anlehnung an die am Oak-Ridge-Chopper angewendete Methode. Die Grobeinstellung der Ankerspannung wird mit einem Stelltransformator (die Ankerspannung wird hinter dem Drehstrom-Regeltrafo gleichgerichtet) vorgenommen. Bei Abweichung des Zählerstandes von seinem Arbeitspunkt (Zählerstand 250) wird die Ankerspannung um eine der Abweichung proportionale Feinregelspannung (bis $\pm$ 1,5 V) erhöht oder erniedrigt. Falls der Hub der Feinregelspannung nicht ausreichend ist, wird mit einem Stellmotor die Grobeinstellung der Ankerspannung korrigiert.

Eine Vorstellung von der Güte unserer Drehzahlregelung vermittelt Abbildung 2.2.3. Gemessen wurde der Abstand von zwei aufeinanderfolgenden Startimpulsen bei einer Drehzahl von 893 Upm. Diese Messung zeigte mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. 86 % eine Drehzahlabweichung

$$\frac{\delta\omega}{\omega} < 1\ ‰ \qquad (2.2.3)$$

Bei der Chopperjustierung wurde die Strahlausnutzung experimentell bestimmt. Am Ende der Flugstrecke wurde vor Aufbau des Choppers die Neutronenzählrate Z_o gemessen. Nach Justierung von Eingangskollimator und Rotorkanälen ging die Zählrate auf

$$Z_1 = 0{,}063\ Z_o \qquad (2.2.4)$$

zurück und nach Justierung des 34 cm langen Ausgangskollimators auf

$$Z_2 = 0{,}45\ Z_1 \qquad (2.2.5)$$

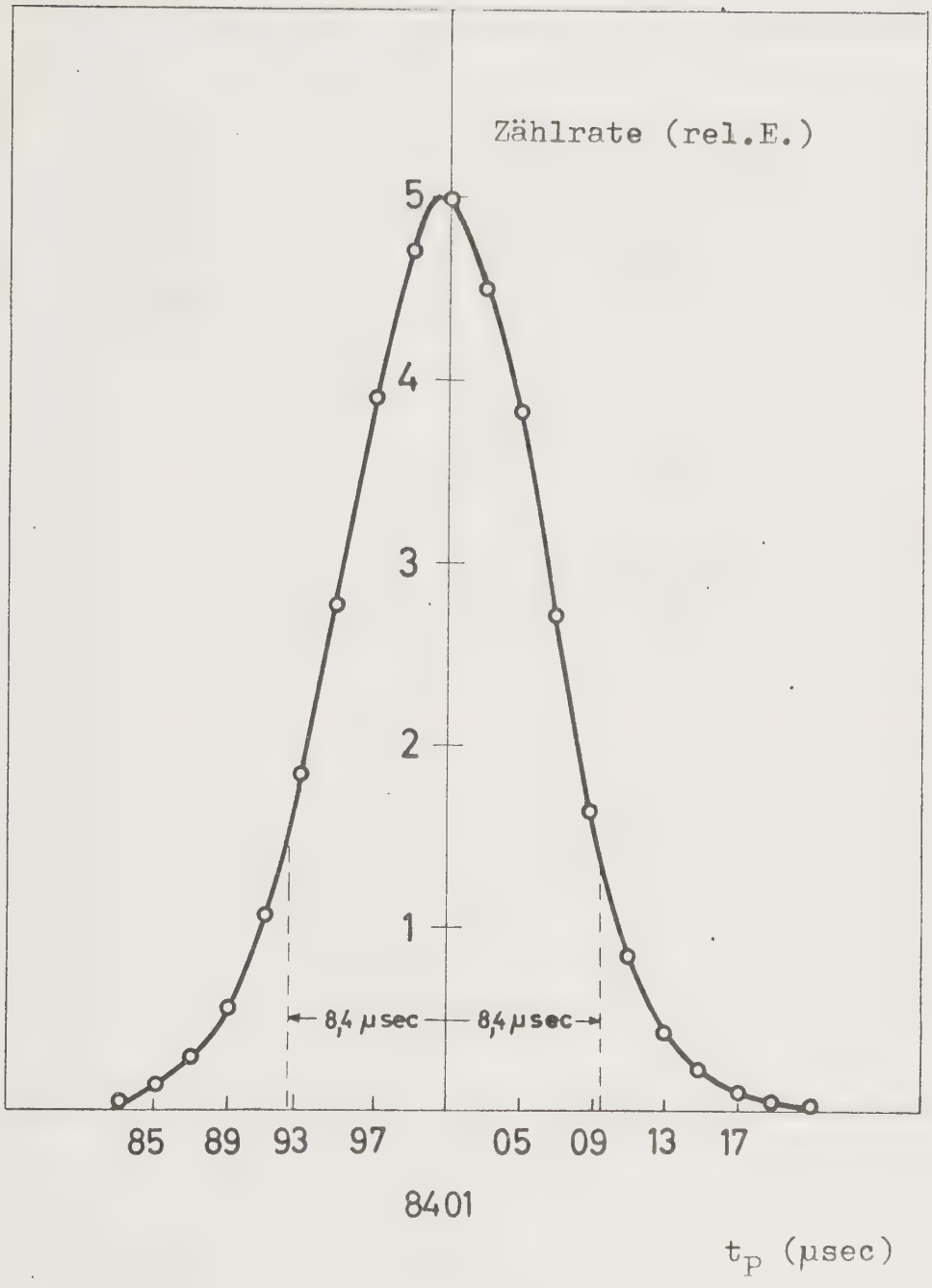


Abbildung 2.2.3

Gemessener Abstand t_p aufeinanderfolgender Startimpulse bei der Drehzahl 893/min. Sollabstand 8399 µsec.

Damit folgt für die in Abschnitt 1.3 definierte Größe D

$$D = 0{,}063 \cdot 0{,}45 = 0{,}028 \qquad (2.2.6)$$

Bei der gewählten Kollimation wird also die Strahldivergenz so verringert, daß nur etwa 2,8 % der Neutronen genutzt werden. Mit Hilfe der gemessenen Neutronenstrahldichte (2.1.2) kann unter Annahme eines Maxwellspektrums (mit $E_T = 3\ 10^{-3}$eV) vor Beginn der Flugzeitmessungen die zu erwartende Strahlintensität nach (1.3.8) bereits abgeschätzt werden. Im Maximum des Spektrums erwarten wir

$$J'(E_T) = \frac{J_{th}}{e\ E_T}\ D\ F_A\ Q$$

$$= 6{,}1 \cdot 10^5\ \text{eV}^{-1}\text{sec}^{-1} \qquad (2.2.7)$$

2.3 Flugzeitmessung

Mit einem 512-Kanal Vielkanalanalysator (LABEN, Mod. A51 CISE mit Flugzeiteinschub TV45) wird die Zeit zwischen Startsignal und Detektorsignal bestimmt.

Der Neutronenflugweg wird nach der Choppertheorie für gerade Parallelkanäle (StoS 56) vom Rotormittelpunkt aus gemessen. Die Neutronen eines Pulses starten genau dann, wenn die Rotorkanäle in die vom Ausgangskollimator vorgegebene Strahlrichtung zeigen. Dieser Zeitpunkt wird durch die Startimpulsoptik bestimmt: Das Licht einer am Eingangskollimator angebrachten Lampe wird durch eine, im Winkel von 45° zum Neutronenstrahl montierte, polierte Aluminiumplatte in die Strahlrichtung hineingespiegelt. Der Ausgangskollimator besitzt neben einem gleichartigen Spiegel eine Photozelle, die in Abhängigkeit von der Winkellage des Rotors belichtet wird. Der eigentliche Startimpuls wird von der Flanke des Photozellen-Spannungsimpulses getriggert.

Bei dieser Methode zur Erzeugung des Startsignales ist zu beachten, daß die negative Flanke des Startimpulses den Flugzeitanalysator um eine Zeitspanne TVP zu früh startet. Diese Zeit wird bei jeder Messung an einem geeichten Oszillographen abgelesen und bei der Auswertung berücksichtigt.

Zur Erzielung einer hohen Ansprechwahrscheinlichkeit sind die Zählrohre so lückenlos wie möglich zu einer Detektorbatterie zusammengefaßt. Der Vorverstärker befindet sich unmittelbar unterhalb der Zählrohre. Mit einem Diskriminator am Ausgang des Hauptverstärkers wird der γ-Untergrund unterdrückt, und die Neutronenimpulse steuern einen Multivibrator an, der die dem Eingang des Flugzeitanalysators angepaßten Detektorsignale liefert.

Im Gegensatz zu dem Startsignal muß beim Detektorsignal keine Verzögerung berücksichtigt werden. Die nach (Nic 55)

$$t_D = \Delta t_5 = \frac{pc^2 \ln \frac{c}{a}}{2{,}38\ V} \qquad (2.3.1)$$

p BF_3-Druck in cm Hg a Zähldrahtradius in cm
c Zählrohrradius in cm V Hochspannung in V

berechnete Driftzeit ("Time-Jitter") der im Zählrohr erzeugten Elektronen zum Zähldraht beträgt bei den hier verwendeten Zählrohren weniger als 1.2 µsec.

Bei den verwendeten Detektoren ist die mittlere Eindringtiefe der nachgewiesenen Neutronen maximal nur 5 mm geringer als die halbe Detektordicke. Dieser Effekt kann bei Bestimmung des Flugweges vernachlässigt werden. Der Flugweg zwischen der Rotorachse und der Mitte des Detektors wurde auf±5 mm genau ($\Delta L/L < 1$ ‰) ausgemessen.

Die Neutronen legen vom Kopfende des Strahlrohres bis zur Detektorbatterie einen Weg von ca. 820 cm zurück. Zur Vermeidung von Neutronenverlusten werden ca. 700 cm (Strahlrohrkollimator, Rotorgehäuse mit Kollimatoren, Flugrohr) auf einen Gasdruck < 1 Torr ausgepumpt.

2.4 Energieeichung und Auflösungsvermögen

Wie nach der Bragg'schen Gleichung

$$n\lambda = 2\, d_{hkl} \sin \vartheta \qquad (2.4.1)$$

zu erwarten ist, zeigt der totale Wirkungsquerschnitt von polykristallinem Material genau dann einen sprunghaften Anstieg, wenn die Wellenlänge der Neutronen den doppelten Netzebenenabstand $2\, d_{hkl}$ unterschreitet. Da dieser Anstieg durch das Auflösungsvermögen verbreitert wird, ist das Flugzeitspektrum in der Nähe einer Bragg-Kante nach (1.3.9) zu beschreiben durch

$$Z_e(t_F) = \int_{-\infty}^{+\infty} Z_w(t_F + t')\, R(t')\, dt'$$

Die der betrachteten Bragg-Kante entsprechende Flugzeit t_o ist aus Röntgenstrukturuntersuchungen mit einer Genauigkeit von mehr als 0.25 o/oo bekannt.

In der Nähe von t_o kann $Z_w(t)$ in guter Näherung (vergl. Abbildung 2.4.1) beschrieben werden durch

$$Z_w(t) = \begin{cases} Z_1(t) = A_1 t + B_1 & t < t_o \\ Z_2(t) = A_2 t + B_2 & t > t_o \end{cases} \qquad (2.4.2)$$

Mit (2.4.2) und den oben angegebenen Auflösungsfunktionen (1.5.1) bis (1.5.3) läßt sich unter Berücksichtigung der Normierung (1.5.4) die Integration von (1.3.9) durchführen. Man erhält

$$Z_e(t_o) = \frac{Z_1(t_o) + Z_2(t_o)}{2} + C_1(A_2 - A_1) \qquad (2.4.3)$$

mit

(Dreieckverteilung) $$C_1 = \frac{1}{6}\,\Delta t \qquad (2.4.4)$$

(Rechteckverteilung) $$C_1 = \frac{1}{4}\,\Delta t \qquad (2.4.5)$$

(Gaußverteilung) $$C_1 = \frac{\Delta t}{4\sqrt{\pi \ln 2}} \qquad (2.4.6)$$

Die Spezialfälle $A_1=A_2=B_1=0$ und $A_1=B_1=0$ wurden bereits an anderer Stelle (LarO 59) behandelt, lassen sich jedoch auf das in Abbildung 2.4.1 dargestellte Spektrum nicht anwenden.

Die Auflösungsbreite Δt läßt sich in ausreichender Genauigkeit (vergl. LarO 59) aus dem Anstieg des Spektrums im Punkt $Z_e(t_o)$ bestimmen. Es gilt, wie in Abb. 2.4.1 dargestellt

$$\frac{d}{dt_F} Z_e \Big/_{t_F=t_o} = \frac{Z_2(t_o+\frac{C_2}{2}) - Z_1(t_o-\frac{C_2}{2})}{C_2} \qquad (2.4.7)$$

mit

(Dreieck) $$C_2 = \Delta t \qquad (2.4.8)$$

(Rechteck) $$C_2 = 2\,\Delta t$$

(Gaußvert.) $$C_2 = \sqrt{\frac{\pi}{\ln 2}}\,\Delta t = 1.06\,\Delta t \qquad (2.4.9)$$

Wegen des hohen kohärenten Streuquerschnitts ist die 110-Kante des Eisens bei

$$\lambda_o = 4{,}054\ \text{Å} \qquad (2.4.10)$$

besonders geeignet (Ege 53, DerC 61, CeuD 60, AntN 65), um Energieeichung und Auflösungsvermögen zu überprüfen.

Wir entnehmen der Abbildung 2.4.1 die Auflösungsbreite

$$\Delta t = \frac{100}{1.06} = 94\ \mu\text{sec} \qquad (2.4.11)$$

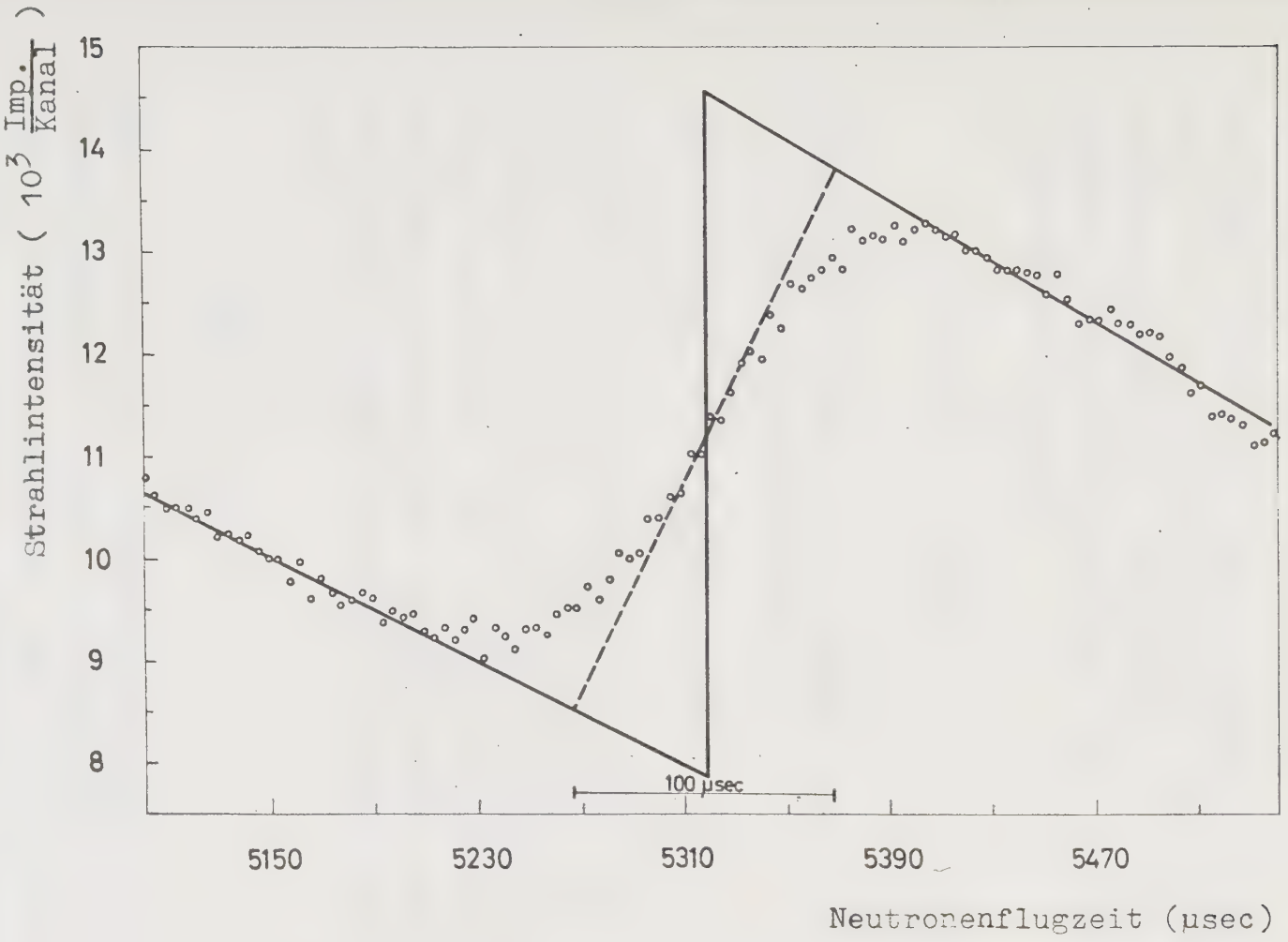


Abbildung 2.4.1

Neutronenspektrum nach Durchtritt durch Eisenpulver in der Nähe der 110-Kante. Drehzahl 893/min, Kanalbreite 4 µsec.
——— Verlauf des Spektrums bei idealer Auflösung
— — — Tangente an das gemessene Spektrum im Punkt $t_F = t_o$

Die Pulsbreite für Neutronen der Flugzeit t_o betrug bei diesem Experiment (Drehzahl 893/min, ß = 0,625) nach (1.5.8)

$$\Delta t_1 = 75\ \mu\text{sec} \qquad (2.4.12)$$

Wir sehen, daß im Vergleich zu anderen Choppern (z. B. Vor 67) bei der hier beschriebenen Apparatur die Gesamtauflösungsbreite Δt nur unwesentlich (d. h. um etwa 25 %) größer ist als die rotorbedingte Pulsbreite Δt_1. Das Auflösungsvermögen beträgt

$$A = \frac{\Delta t}{t} = \frac{94}{5312} = 1{,}75\ \% \qquad (2.4.13)$$

Als Lage der 110-Kante des α-Eisens erhalten wir nach (2.4.3) aus mehreren Messungen

$$\lambda_o = (4{,}015 \pm 0{,}010)\ \text{Å} \qquad (2.4.14)$$

Die Abweichung um 0,04 Å vom theoretischen Wert (2.4.10) entspricht einer Verkürzung des Flugweges um 5 cm. Eine Verschiebung des Flugweganfanges vom Rotormittelpunkt zum Ausgangskollimator kann durch nicht optimale Justierung verursacht sein. Unter Berücksichtigung dieser Flugwegkorrektur kann die Lage einer Bragg-Kante mit einer Genauigkeit von ungefähr

$$\frac{0{,}010}{4{,}000} = 0{,}25\ \% \qquad (2.4.15)$$

ermittelt werden. Zur Eichung des gesamten Flugzeitbereiches wurden neben der 110-Kante des Eisens noch die Eisenkanten 200, 211, 220, 310 verwendet, sowie im höherenergetischen Bereich die in Abschnitt 3.3.1 angegebenen Resonanzen, deren Lage allerdings weniger genau bekannt ist.

2.5 Auswertung

Der Kernspeicherinhalt des Flugzeitanalysators wird auf Lochstreifen ausgegeben und mit der Rechenanlage Siemens 2002 des HMI ausgewertet. Ein Programm dient zur Ermittlung von Flugzeitspektren, ein zweites zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten. Häufig wiederkehrende Rechenvorgänge sind dabei zu speziell aufgestellten Unterprogrammen zusammengefaßt. Die Rechenprogramme sind in "POEMIA" geschrieben.

Nach dem Einlesen der Datenstreifen wird geprüft, welche der nur 65535 Impulse fassenden Analysatorkanäle übergelaufen sind. Nach einer eventuell notwendigen Überlaufkorrektur erfolgt die Totzeitkorrektur. Die Totzeitverluste sind hauptsächlich bedingt durch die zur internen Verarbeitung eines Detektorimpulses im Flugzeitanalysator benötigte Zeit. Aufgrund der Arbeitsweise des verwendeten Flugzeitanalysators ist die mittlere Totzeit TZM von der Kanalbreite Δt_F abhängig. Ist n die Gesamtzahl der Startimpulse während der Messung, dann besteht für den Analysatorkanal Nr. K zwischen der Anzahl N_{Kw} der wahren und der Anzahl N_{Kg} der gemessenen Detektorimpulse die Beziehung

$\Delta t_F \leq 16\ \mu sec$
$TZM = 32\ \mu sec + \Delta t_F/2$

$$N_{Kw} = \frac{1}{1 - \frac{1}{n}\left(\frac{N_{Kg}}{2} + \sum_{i=K-\frac{32\ \mu sec}{t_F}}^{K-1} N_{ig}\right)} N_{Kg} \qquad (2.5.1)$$

$\Delta t_F \geq 32\ \mu sec$
$TZM = 16\ \mu sec$

$$N_{Kw} = \frac{1}{1 - \frac{1}{n}\left(N_{Kg}\ \frac{16\ \mu sec}{t_F}\right)} N_{Kg} \qquad (2.5.2)$$

Der Ausdruck (....)/n im Nenner des Korrekturfaktors gibt jeweils die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß der betrachtete Analysatorkanal Nr. K für die Registrierung von Detektorimpulsen gesperrt ist. Bei der Anwendung dieser Korrekturformel muß beachtet werden, daß zu ihrer Ableitung die Konstanz der gemessenen Zählrate über die gesamte Breite des Analysatorkanales Nr. K vorausgesetzt wurde.

Die dem Analysatorkanal Nr. K zugeordnete Neutronengeschwindigkeit v (bzw. Neutronenenergie E, Neutronenwellenlänge λ) wird berechnet unter Berücksichtigung der Startimpulsverzögerung TVP, der vom verwendeten Detektor abhängigen Flugweglänge L und der eventuell am Flugzeitanalysator eingestellten Verzögerung TVL. Es gilt also

$$v = \frac{L}{TVL - TVP + (K-1/2)\cdot \Delta t_F} \qquad (2.5.3)$$

$$E = 5.227\cdot 10^{-9}\ \frac{m^2 eV}{sec^2}\ .\ v^2 \qquad (2.5.4)$$

$$\lambda = \frac{3956\ \frac{m}{sec}\ \text{Å}}{v} \qquad (2.5.5)$$

Zur Beschreibung der an einer Flugzeitapparatur zur Verfügung stehenden Neutronenintensität erscheint uns die bis auf energieunabhängige Faktoren der Strahldichte J(E) (vergl. (1.3.8) mit $A_L = A_R = 1$) entsprechende Größe

$$J'(E) = \frac{Z^o - Z_u^o}{\varepsilon \cdot \Delta E \cdot F_R} \qquad (2.5.6)$$

am besten geeignet. J'(E) gibt die Zahl der Neutronen an, die bei sich drehendem Rotor pro Energie- und Zeiteinheit den Detektor bei maximaler Transmission F_R erreicht. Die Ansprechwahrscheinlichkeit wird hier in der Näherung

$$\bar{\varepsilon}(E) = 1 - \exp\left[-N_{B^{10}} \cdot \sigma(E) \cdot \bar{x}\right] \qquad (2.5.7)$$

berechnet. Es kann gezeigt werden, daß bei geeigneter Bestimmung der mittleren Zählrohrdicke $\bar{x}$ der nach (2.5.7) berechnete Wert um weniger als 2 % von der genauen Berechnung abweicht. Der Fehler $\Delta J'(E)$ folgt aus Gleichung (1.6.2).

Der totale Wirkungsquerschnitt σ und sein statistischer Fehler werden nach (1.6.3) und (1.6.5) berechnet.

Das Ergebnis der Auswertung wird zunächst von einer Tabelliermaschine ausgegeben. Man kann auf diese Weise sofort die Ergebnisse prüfen und aufgrund von abgelesenem Totzeitverlust, statistischem Fehler und Auflösungsvermögen den Energiebereich festlegen, für den das Spektrum oder der Wirkungsquerschnitt graphisch dargestellt werden soll. Jedes der beiden Rechenprogramme enthält mehrere Unterprogramme zur Herstellung von Steuerstreifen für einen Zeichenautomaten, mit dem die gewünschten graphischen Darstellungen ausgeführt werden.

Um die Rechenzeit zu verkürzen und (besonders im niederenergetischen Bereich) den statistischen Fehler zu verringern, werden gewöhnlich die Zählraten von jeweils 5 Kanälen zusammengefaßt. Durch geringfügige Programmänderung, die von Hand in den Rechner eingegeben wird, ist auch die Auswertung jedes einzelnen Kanales möglich.

Zur Berechnung von Maxwellspektren, Transmissionsfunktionen nicht-zentraler Rotorkanäle (Fermi-Chopper), Detektor-Ansprechwahrscheinlichkeiten, sowie von Wirkungsquerschnitten nach den verschiedenen in Abschnitt 3 genannten Theorien wurden gesonderte Rechenprogramme aufgestellt.

2.6 Erweiterung der Apparatur

Wegen der geringen Strahlintensität und des relativ hohen Untergrundes erfordern besonders Messungen im niederenergetischen Bereich relativ lange Meßzeiten, die durch weiteren Ausbau der Apparatur erheblich verkürzt werden können. Gleichzeitig ist eine Erhöhung des Auflösungsvermögens möglich.

Der Untergrund läßt sich außer durch Verstärkung der Detektor- und Flugwegabschirmung hauptsächlich durch Verwendung von borhaltigem Kunstharz (vergl. Abschnitt 1.4) an Stelle von Plexidur in Rotor und Kollomator weiter vermindern.

Das Verhältnis von Strahlintensität zu Untergrund kann durch die bereits in Abschnitt 1.2 erläuterten Maßnahmen erhöht werden.

Eine relativ geringe Verbesserung der Meßtechnik würde die Verwendung eines Moderators aus Polyäthylen oder Graphit ergeben. Nach einer groben Abschätzung des statistischen Fehlers mit Gleichung (1.6.10) und den in Abbildung 2.1.1 dargestellten Meßergebnissen scheint ein Moderator aus etwa 7 cm Polyäthylen am günstigsten zu sein. Weit besser geeignet ist jedoch ein gekühlter Moderator. Der in einem nicht absorbierenden Moderator theoretisch erreichbare Intensitätsgewinn gegenüber einem Maxwellspektrum der Temperatur 70°C (=Brennstofftemperatur des BER) wurde nach Gleichung (1.2.2) berechnet und in Abbildung 2.6.1 dargestellt. Daß in der Praxis bisher weit geringere Intensitätsgewinne erreicht worden sind, liegt neben dem Absorptionsverlust besonders daran, daß in den konventionellen Strahlrohren der bisher betriebenen Forschungsreaktoren der Einbau von genügend großvolumigen kalten Quellen nicht möglich war. Dennoch sind schon Intensitätsgewinne um den Faktor 5 bis 25 erzielt worden (CocW 65). Ein Intensitätsgewinn um etwa den Faktor 100

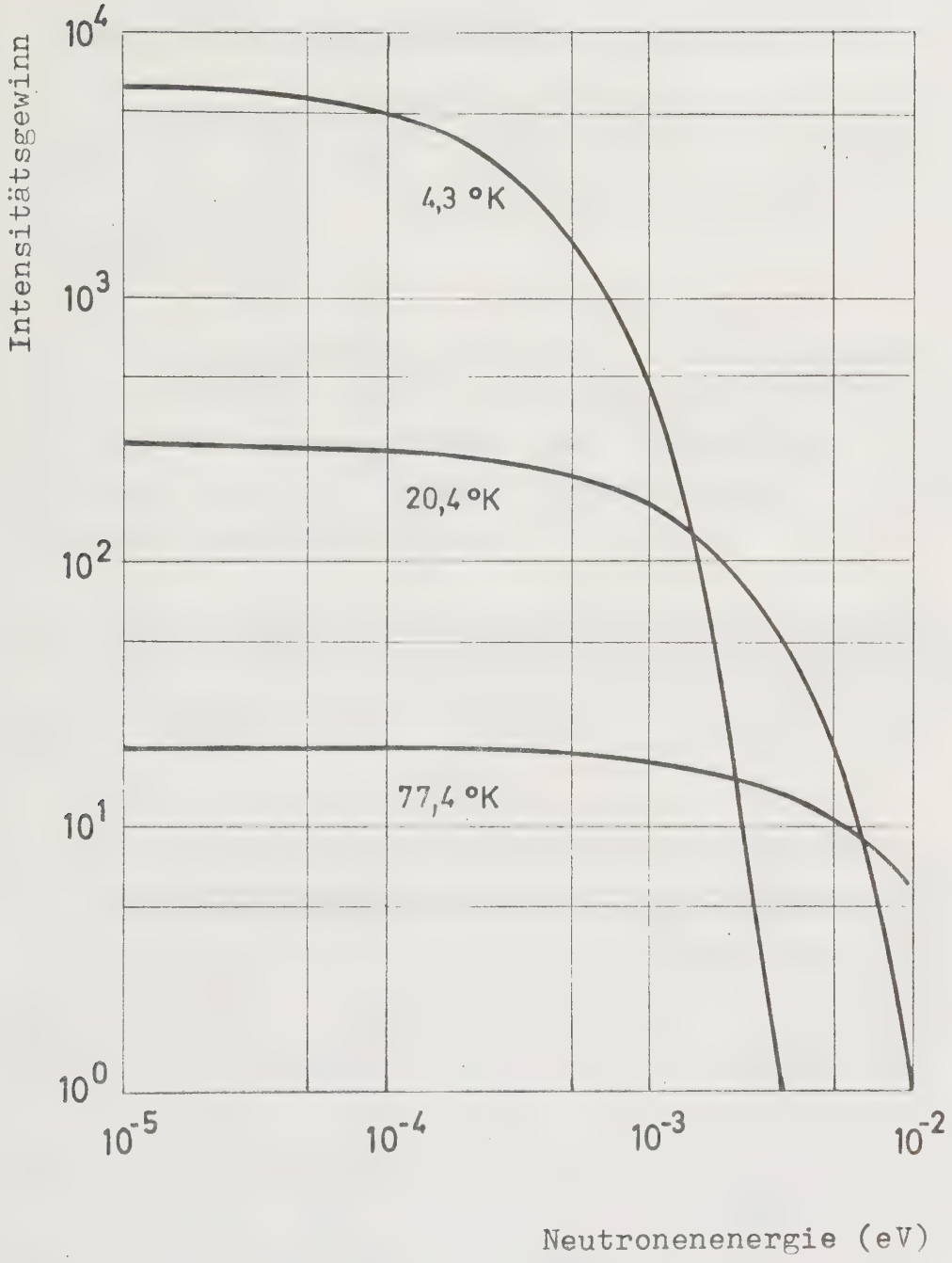


Abbildung 2.6.1

Maximaler Intensitätsgewinn durch einen nicht-absorbierenden gekühlten Moderator. Kühlmittel Stickstoff (77,4 °K), Wasserstoff (20,4 °K) und Helium (4,3 °K).

würde den Meßbereich der vorhandenen Apparatur bis auf etwa $2 \cdot 10^{-5}$eV ausdehnen. Mit relativ geringem Aufwand läßt sich ein mit N_2 oder He (H_2 erfordert besondere Sicherheitsmaßnahmen) gekühlter CH_4-Moderator realisieren.

Zur weiteren Untergrundreduzierung bei Messungen im Energiebereich unterhalb $5 \cdot 10^{-3}$eV sollte ein N_2-gekühltes Filter aus polykristallinem Beryllium von etwa 40 cm Länge verwendet werden.

Abbildung 2.6.2 zeigt das Prinzip des zu bauenden Strahlrohrkollimators. Durch Herausnehmen des Filters und Entleeren der Moderatorkammer kann für Messungen im Bereich oberhalb von $5 \cdot 10^{-3}$ eV der jetzige Zustand der Apparatur wieder hergestellt werden.

Das experimentell zur Zeit erreichte Auflösungsvermögen von ca. 2 % kann durch Verlängerung des Flugweges sowie durch Veränderung der Rotorkanäle weiter verbessert werden.

Bei Verlängerung des Flugweges von zur Zeit etwa 5 m auf 10 m bzw. 20 m kann nach (1.5.9) das Auflösungsvermögen um den Faktor 2 bzw. 4 verbessert werden, wenn gleichzeitig zur Erfüllung der Flugwegbedingung (1.5.10) die Zahl i der Kanalsätze entsprechend reduziert wird. Dabei wird aber auch die absolute Transmission nach (1.3.5) herabgestzt.

Beschränkt man die Messungen auf den Energiebereich unterhalb $5 \cdot 10^{-3}$eV, was insbesondere bei Verwendung eines Be-Filters der Fall sein wird, dann ist ein Rotor mit

$$R = 140 \text{ mm}$$
$$s = 6\,h = 18 \text{ mm} \qquad (2.6.1)$$

(gekrümmte Kanäle) besonders geeignet. Unter Beibehaltung des jetzigen Flugweges von ca. 5 m können dann Messungen bei $5 \cdot 10^{-3}$eV (110-Kante des Fe, vergl. Abschnitt 2.4) mit

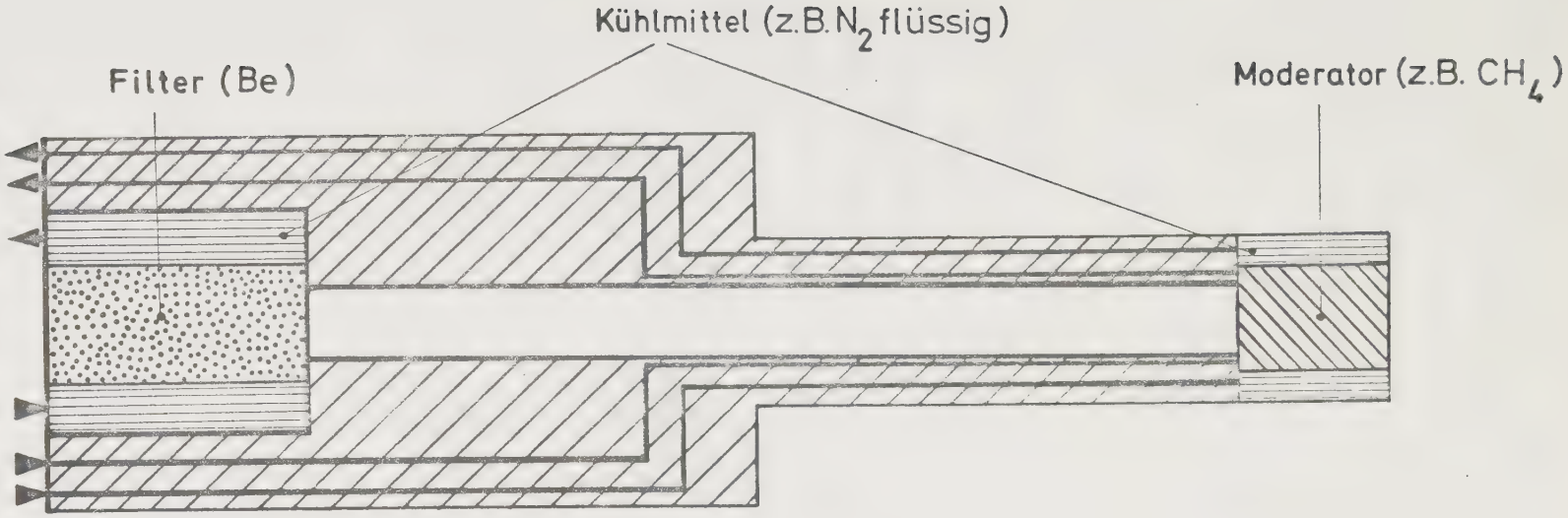


Abbildung 2.6.2
Strahlrohrkollimator mit gekühltem Moderator und gekühltem Filter.

einer um den Faktor 6 besseren Auflösung und der verdoppelten Zählrate durchgeführt werden. Ein solcher Rotor kann außerdem dazu benutzt werden, nach der Filter-Chopper-Methode (HolL 61, HolS 64) Pulse von nahezu monochromatischen Neutronen der Energie $5 \cdot 10^{-3}$ eV zu erzeugen. Dieser Rotor kann mit den vorhandenen Kollimatoren eingesetzt werden. Der Vergleich mit den vorhandenen Aufbau (s = 0) ist in Tabelle 2.6.1 für verschiedene Flugwege durchgeführt.

Zur Verbesserung der Auflösung im Energiebereich oberhalb 0,5 eV ist die Vergrößerung des Flugweges wünschenswert, da eine wesentliche Verringerung der Pulsbreite Δt_1 durch Reduzierung der Kanalbreite h großen Aufwand erfordert (Zusammensetzung der Rotorfüllung aus sehr genau gefertigten Segmenten (Sei 54, Rieß 64)). Die geringste Kanalbreite, die nach der von uns erprobten Technik in das volle Strukturmaterial eingearbeitet werden kann, beträgt etwa 1,5 mm. Die Eigenschaften eines derartigen Rotors sind in Tabelle 2.6.2 angegeben.

	s=0 L=5m i=4	s=6h L=5m i=4	s=6h L=10m i=2	s=6h L=20m i=1
Auflösung A	2 %	0,35 %	0,17 %	0,08 %
Absolute Transmission F_A	1,36 %	0,68 %	0,34 %	0,17 %
Relative Transmission F_R	22 %	100 %	100 %	100 %
Intensität F_A F_R	0,30 %	0,68 %	0,34 %	0,17 %
Drehzahl (Upm)	900	8750	8750	8750

Tabelle 2.6.1

Rotor mit gekrümmten Kanälen für Messungen unterhalb $5\ 10^{-3}$ eV. Angaben für Neutronen der Energie $5\ 10^{-3}$ eV.

	h=3mm L=5m i=4	h=1,5mm L=5m i=4	h=1,5mm L=10m i=4	h=1,5mm L=20m i=2	h=1,5mm L=40m i=1
Auflösung A	9 %	4,5 %	2,25 %	1,13 %	0,57 %
Abs. Transmission F_A	1,35 %	0,68 %	0,68 %	0,34 %	0,17 %
Rel. Transmission F_R	95 %	75 %	75 %	75 %	75 %
Intensität $F_A F_R$	1,29 %	0,51 %	0,51 %	0,26 %	0,13 %

Tabelle 2.6.2

Rotor mit geraden Kanälen für Messungen oberhalb 0,5 eV. Angaben für Neutronen der Energie 10 eV; Rotordrehzahl 10000/min.

3. Meßergebnisse und Diskussion

3.1 Strahlspektrum

Das Neutronen-Strahlspektrum wurde durch Messungen bei verschiedenen Rotordrehzahlen bestimmt. In Abbildung 3.1.1 ist die in Abschnitt 2.5 definierte Strahlintensität J'(E) in Abhängigkeit von der Neutronenenergie aufgetragen. J'(E) gibt unmittelbar die Zahl der Neutronen an, die bei sich drehendem Rotor pro Sekunde und eV Energieintervall den Detektor bei maximaler Transmission $F_R = 1$ erreichen.

Nach Gleichung (2.5.6) ist zur Berechnung von J'(E) die genaue Kenntnis der relativen Transmissionswahrscheinlichkeit $F_R(E)$ und der Ansprechwahrscheinlichkeit $\varepsilon(E)$ notwendi

Für den zentralen Rotorkanal ist die relative Transmission in guter Näherung aus der Theorie bekannt (Gleichungen (1.3.6)). Wegen ihres gegenüber dem Rotorradius kleinen Abstandes vom Rotormittelpunkt können die nichtzentralen Kanäle des hier beschriebenen Choppers als zentral aufgefaßt werden. Der absolute Wert von F_R kann im Experiment nicht bestimmt werden, sondern nur das Verhältnis

$$\frac{Z\ (E,\omega_1)}{Z\ (E,\omega_2)} = \frac{F_R(E,\omega_1)}{F_R(E,\omega_2)} \qquad (3.1.1)$$

Die Konsistenz von Theorie und Experiment äußert sich in der Übereinstimmung der bei verschiedenen Drehzahlen bestimmten Meßpunkte im gleichen Energiebereich. Das Maximum des gemessenen Spektrums stimmt gut mit der statischen Abschätzung (2.2.7) überein.

Die Detektorempfindlichkeit wurde mit Hilfe des genau bekannten Absorptionsquerschnitts von B^{10}, der Zählrohrdimensionen, des Anreicherungsgrades von B^{10} und des Felldruckes berechnet (vergleiche Abschnitt 2.5). Die mit

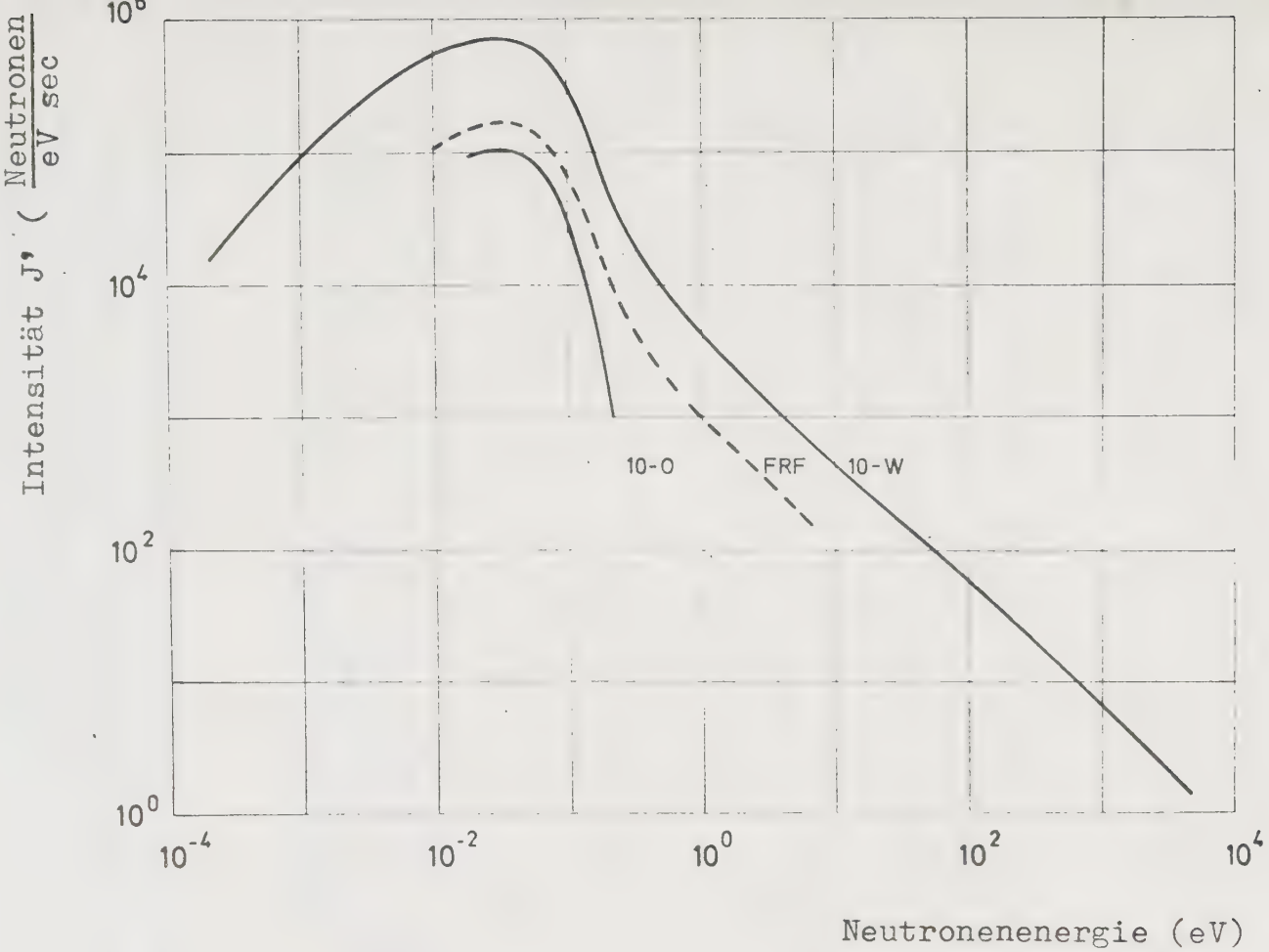


Abbildung 3.1.1

Neutronen-Strahlspektren verschiedener Flugzeitapparaturen am BER und am FRF. 10-0 und 10-W: eigene Messungen am BER, FRF: Messung von Hofmann am FRF (Hof 62).

verschiedenen Detektoranordnungen (und damit auch unterschiedlichen Ansprechwahrscheinlichkeiten) bestimmten Spektren stimmen bei Berücksichtigung der unterschiedlichen Strahlausnutzung q überein. Aus diesem Grunde erschien eine experimentelle Überprüfung der berechneten Ansprechwahrscheinlichkeit durch Transmission an Zählrohren als unnötig. In Abbildung 3.1.1 sind außerdem Strahlspektren eingezeichnet, die an den mit dem 10-W Strahlrohr völlig gleichwertigen Strahlrohren 10-O des BER und R6 des FRF mit anderen Flugzeitapparaturen bestimmt wurden.

Die Strahlintensität des FRF-Choppers konnte der Diplomarbeit von Hofmann (Hof 62) entnommen werden, nachdem mit Hilfe der dort gemachten Angaben die Detektorempfindlichkeit berechnet wurde. Die geringere Intensität an dieser Chopperanlage ist auf die geringe Kanalbreite dieses für hochauflösende Messungen im epithermischen Energiebereich vorgesehenen Choppers zurückzuführen.

Das 10-O Strahlspektrum ist aus eigenen Messungen mit dem Fermi-Chopper des HMI ermittelt worden. Bei diesen Messungen wurde zur Untergrundreduzierung das Cadmiumverhältnis durch eine Polyäthylenfüllung von 26 auf 180 erhöht. Zur Auswertung dieser Messungen war es notwendig, die Transmissionsfunktion für jeden der Rotorkanäle einzeln zu berechnen. Dies konnte durch Erweiterung der bekannten Theorie (StoS 56) auf nicht-zentrale Rotorkanäle durchgeführt werden.

Das FRF-Spektrum stimmt bis auf einen konstanten Faktor bezüglich der Intensität mit dem 10-W Spektrum überein. Das Maximum beider Spektren liegt bei ca. $3{,}7 \cdot 10^{-2}$ eV. Wir charakterisieren den epithermischen Anteil dieser beiden Spektren durch den Wert

$$a' = \frac{J'(E_o)}{J'_{max}} = 4\ \% \qquad (3.1.2)$$

wobei wir mit E_o = 0.25 eV den Übergang vom Maxwellspektrum zum 1/E-Spektrum bezeichnen. Wegen der Moderierung mit Polyäthylen zeigt das 10-0 Spektrum erwartungsgemäß für E = 0,25 eV mit

$$a' = \frac{J'(E_o)}{J'_{max}} = 1\ \% \qquad (3.1.3)$$

einen geringeren epithermischen Anteil. Das Maximum liegt hier bei $2{,}5 \cdot 10^{-2}$eV (geringere Moderatortemperatur).

Das gut moderierte 10-0 Spektrum zeigt im Bereich $E > 2 \cdot 10^{-2}$ eV, wo nach Abbildung 1.3.2 die Kanäle eines Fermi-Choppers eine konstante Strahlabschwächung A_R besitzen, Übereinstimmung mit einer Maxwellverteilung (1.2.2). Neutronenphysikalisch verhält sich Polyäthylen ähnlich wie Wasser. Aus diesem Grunde ist der geringe epithermische Anteil a' = 1 % in Übereinstimmung mit Spektrumsmessungen in Wasser (Poo 57, BeyW 61, BurR 62) sowie mit Messungen am Strahlrohr eines Schwimmbadreaktors (BagK 64).

Die beiden anderen Spektren weichen geringfügig von einer Maxwellverteilung ab. Dies ist durch nicht vollständige Moderation in der ca. 10 cm dicken Graphitschicht zu erklären, die sich zwischen der Brennstofflösung und der Quellfläche des Strahlrohres befindet. Der Verlauf der Kurven erinnert an Spektren in wässrigen Lösungen eines 1/v-Absorbers (BeyW 61, BurR 62). In den wässrigen Brennstofflösungen des BER und des FRF findet die Absorption fast ausschließlich in Uran-235 statt. Aus der bekannten Brennstoffzusammensetzung folgt ein Absorptionsquerschnitt (bei 0,0253 eV) von etwa 1,4 barn/Proton. Damit können wir unser Meßergebnis a' = 4 % vergleichen mit einer Messung von Burkart und Reichardt (BurR 62) bei 1,3 barn/Proton, der wir einen Wert a' = 3,6 % entnehmen.

Nach Abbildung 3.1.1. liefert die hier beschriebene Flugzeitapparatur eine um den Faktor 5 höhere Neutronenintensität als der am 10-0 Strahlrohr aufgebaute Fermi-Chopper des HMI. Berücksichtigt man zusätzlich die im Rahmen der vorliegenden Arbeit um etwa den Faktor 10 erhöhte Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronendetektors (vergleiche Abbildung 1.3.3), dann folgt eine um etwa den Faktor 50 höhere Zählrate. Die Meßzeit ist also auf 1/50 reduziert worden.

Ist die Neutronenwellenlänge λ kleiner als der doppelte Netzebenenabstand $2d_{hkl}$ eines polykristallinen Materials (vergleiche Gleichung (2.4.1)), so findet kohärente Streuung statt. Dieser Streuprozeß wird benutzt, um Neutronen mit $\lambda < (2d_{hkl})_{max}$ aus dem Strahl "herauszufiltern". Abbildung 3.1.2 zeigt die Strahlspektren bei Verwendung von 25 cm langen Filtern aus festem Wismut bzw. Blei. Die in den Spektren sichtbaren Kanten können den einzelnen Netzebenen dieser Metalle zugeordnet werden. Wie aus Abbildung 3.1.2 ersichtlich ist, werden Neutronen mit $\lambda < 2{,}8$ Å ($E > 10^{-2}$ eV) besonders gut aus dem Strahl herausgestreut. Neutronen dieser Energie durchdringen nach Abbildung 1.4.1 das Rotormaterial besonders leicht und bestimmen deshalb den Nulleffekt.

Bei Messungen im Bereich $\lambda > 9$ Å ($E < 10^{-3}$ eV) wurde in der vorliegenden Arbeit ein 25 cm langes Bi-Filter verwendet, das wegen geringerer Neutronenabsorption höhere Zählraten als ein Pb-Filter liefert. Damit wird der Untergrund (vergl Abbildung 3.1.3) bei $\lambda = 9$ Å von 14 % auf 0,5 % und bei $\lambda = 23$ Å von 84 % auf 45 % vermindert. Die sehr langsamen Neutronen mit $\lambda = 23$ Å ($E \approx 1{,}5 \cdot 10^{-4}$ eV bzw. $T = E/k \approx 2^{\circ}K$, "kalte Neutronen") heben sich noch deutlich vom Untergrund ab. Neutronen dieser Energie konnten bisher nur mit dem mechanischen Selektor (Hoe 61) am Forschungsreaktor München nachgewiesen werden.

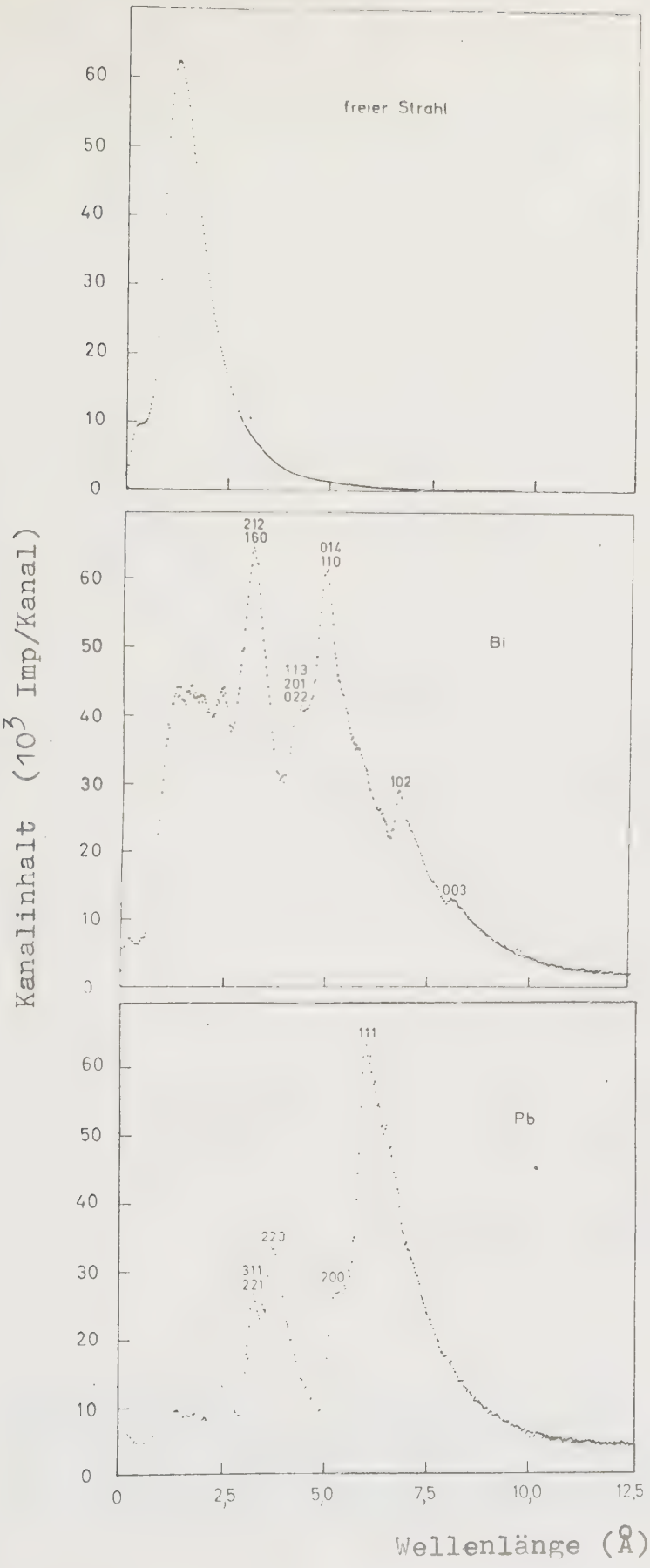


Abbildung 3.1.2
Strahlspektren mit und ohne Neutronenfilter. Drehzahl 450/min, Kanalbreite 32 µsec. Meßzeiten: freier Strahl 20 min, 25 cm Bi 15 h, 25 cm Pb 45 h.

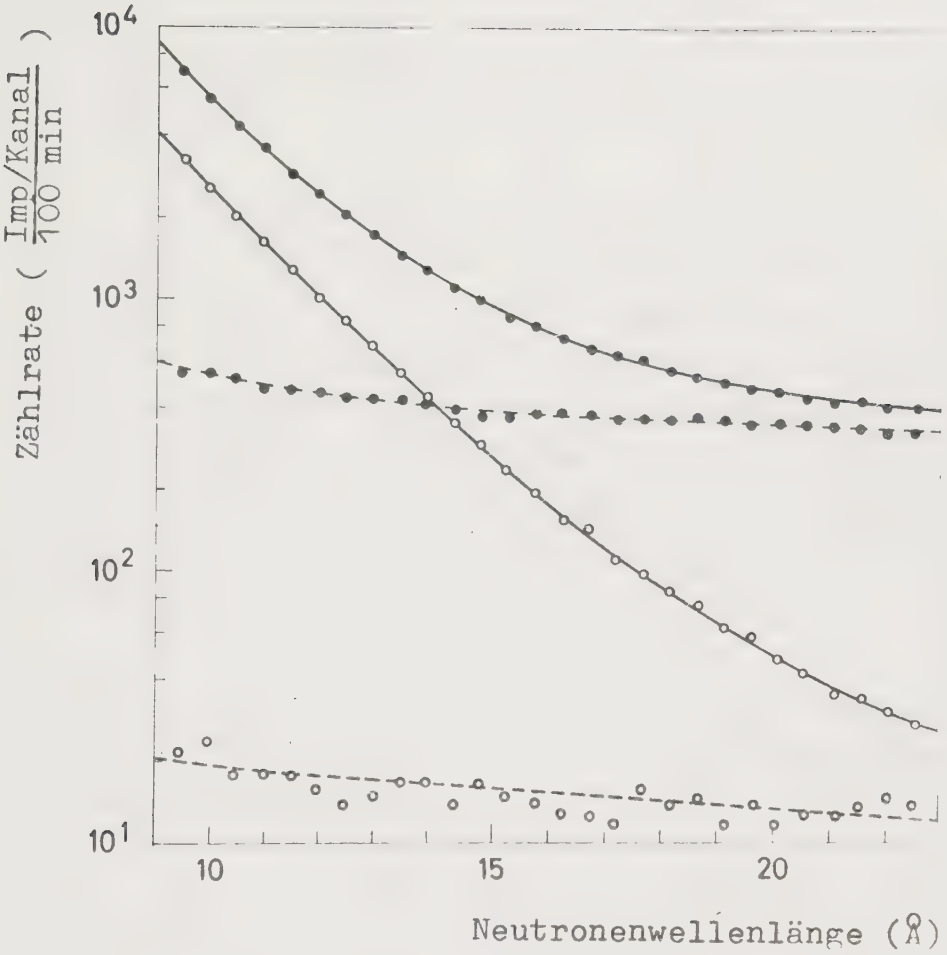


Abbildung 3.1.3

Gesamtzählrate —— und Untergrund - - - im Bereich langwelliger Neutronen mit o und ohne • Bi-Filter (25 cm lang), Kanalbreite 128 µsec.

3.2 Braggstreuung unter festem Winkel

Flugzeitexperimente nach der "Fixed-Angle-Scattering" Methode wurden erstmals von Buras und Leciejewicz durchgeführt und seitdem von einer Reihe anderer Autoren weiter verbessert (vergl. z. B. Lebech und Mikke (LebM 67) und dort angegebene Literatur). Der Vorteil dieser Methode, deren Prinzip in Abbildung 3.2.1 skizziert ist, gegenüber konventionellen Kristallspektrometern ist das bessere Auflösungsvermögen bei Wellenlängen oberhalb 4 Å (LebM 67).

Mit dem in Abbildung 3.2.2 dargestellten Ergebnis eines Experiments mit Al-Pulver wird nachgewiesen, daß die Intensität der ursprünglich nur für Transmissionsmessungen vorgesehenen Flugzeitapparatur auch für Streuexperimente nach der Buras-Methode ausreichend ist. Dabei ist zu berücksichtigen, daß mit der zur Zeit verfügbaren Detektoranordnung nur ca. 2,6 % des Debeye-Scherrer-Ringes ausgenutzt wird. Durch Verwendung eines Ring-Detektors kann die Zählrate noch beträchtlich erhöht werden.

Lebech und Mikke verwendeten einen Fermi-Chopper, der zur Reduzierung des Untergrundes vor einem tangentialen Strahlrohr mit einem 2 mm dicken Streuer aus H_2O aufgebaut wurde. Der 200-Peak von Aluminium konnte dort mit einer Auflösung von ca. 1,5 % bestimmt werden, aus Abbildung 3.2.2 folgt für unsere Messung eine Auflösung von ca. 6 %. Trotz dieser unterschiedlichen Auflösung überrascht ein Intensitätsvergleich zwischen den beiden an so unterschiedlichen Reaktoren (10 MW mit $\Phi_{max} = 10^{14} cm^{-2} sec^{-1}$ gegenüber 50 kW mit $\Phi_{max} = 8 \cdot 10^{11} cm^{-2} sec^{-1}$) durchgeführten Experimenten mit Proben gleicher Größe. Man entnimmt der Arbeit von Lebech und Mikke für den 200-Peak eine Streuintensität von

1050 Impulse/8 µsec Kanalbreite 24 h (3.2.1)

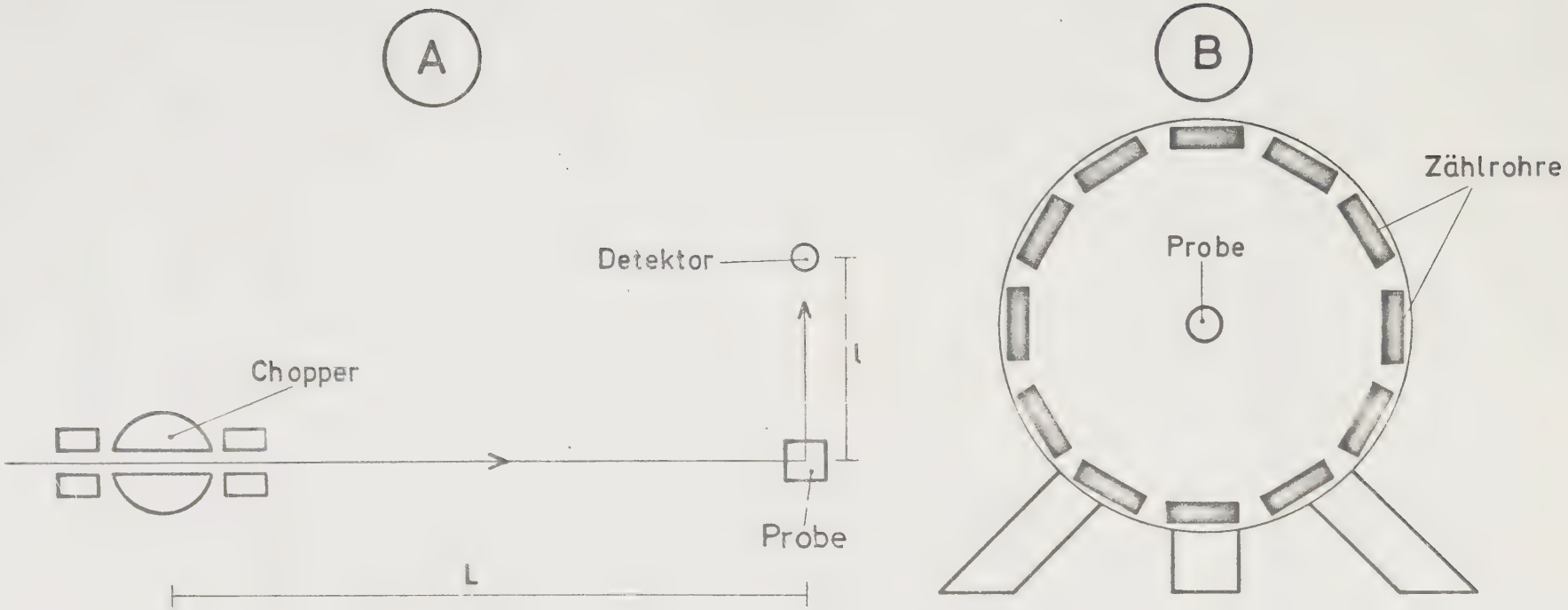


Abbildung 3.2.1

Prinzip der "Fixed-Angle-Scattering" Methode
A) Grundriß: ⟶ Neutronen-Flugrichtung
Experiment Abb. 3.2.2 mit l=510 cm, L=90 cm
B) Aufriß eines Ringdetektors

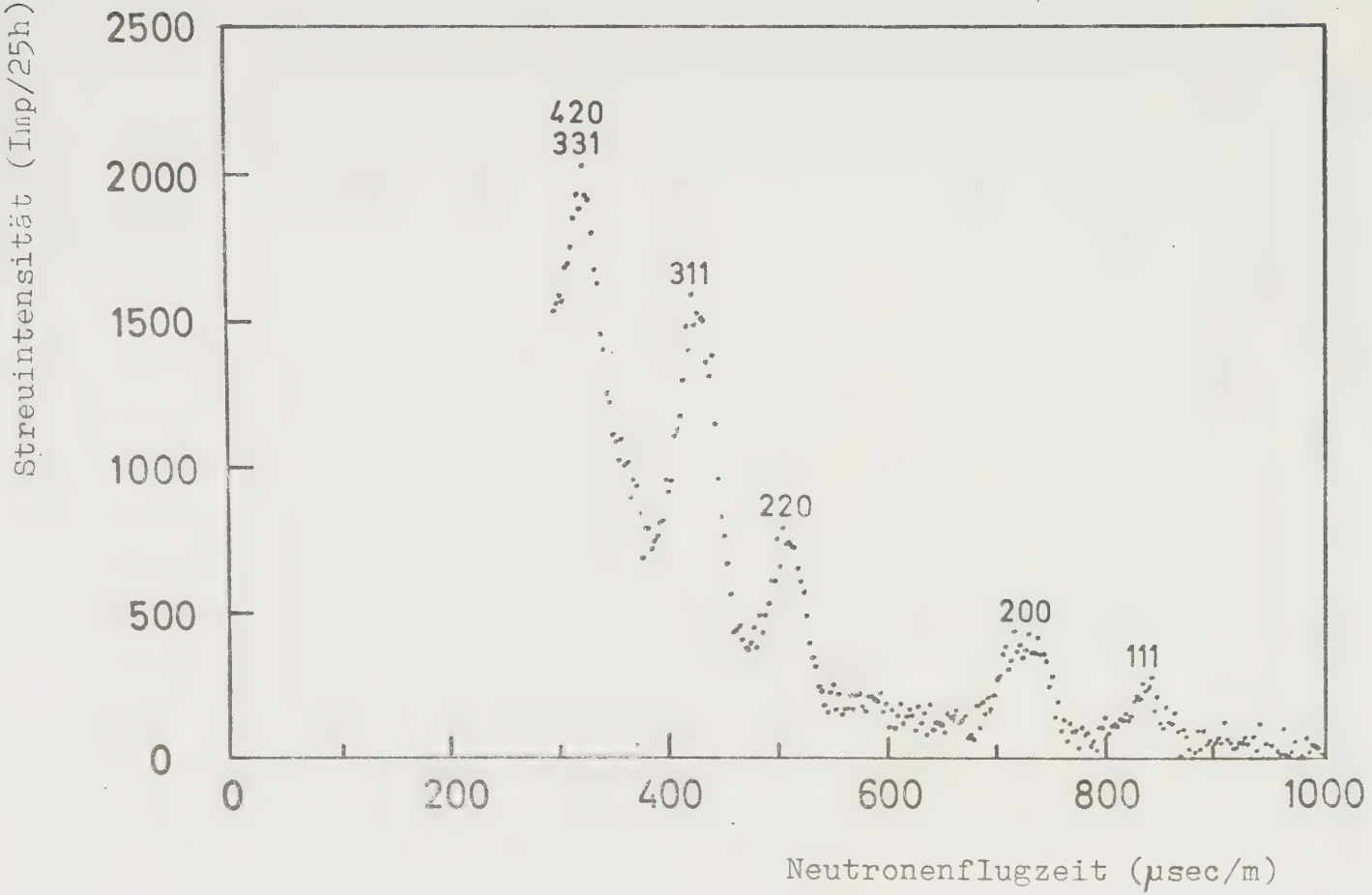


Abbildung 3.2.2

Flugzeit-Streuspektrum von Aluminiumpulver nach der "Fixed-Angle-Scattering"-Methode.
(Drehzahl 900/min, Kanalbreite 16 μsec)

gegenüber

150 Impulse/8 µsec Kanalbreite 24 h (3.2.2)

nach Abbildung 3.2.2. Berücksichtigt man jedoch die unterschiedlichen Detektoranordnungen (der Ring-Detektor von Lebech und Mikke erfaßt ca. 14 % des Debeye-Scherrer-Ringes, unser Detektor nur 2,6 %), dann folgt etwa gleiche Streuintensität für beide Anlagen.

3.3 Transmissionsmessungen

3.3.1 Absorptions- und Resonanzquerschnitte

In schweren Kernen ($A > 80$) werden nach Absorption eines langsamen Neutrons oft Compoundkernzustände erreicht, deren Anregungsenergie E_A nur geringfügig (< 10 eV) oberhalb der Bindungsenergie E_B des letzten Neutrons liegt. Beispiele dafür sind die Kerne Cd-113, In-115 und Au-197. Der totale Wirkungsquerschnitt solcher Kerne kann in Umgebung der Resonanzenergie $E_o = E_A - E_B$ durch eine Breit-Wigner-Formel beschrieben werden (vergl. z. B. BecW 64, Daw 63)

$$\sigma(E) = \frac{\sigma_o \sqrt{\frac{E_o}{E}}}{1 + \left(\frac{E - E_o}{\Gamma/2}\right)^2} \qquad (3.3.1.1)$$

Die drei Breit-Wigner-Parameter E_o, $\sigma_o = \sigma(E_o)$ und Γ können aus Transmissionsexperimenten ermittelt werden. Dabei ist zu beachten, daß der im Experiment unmittelbar gemessene Wirkungsquerschnitt durch die Auflösung der Apparatur sowie durch den Doppler-Effekt verfälscht sein kann. Über die Resonanzparameter liegen oft widersprüchliche Meßergebnisse vor, so daß genauere Messungen wünschenswert erscheinen. In dieser Arbeit wurden Transmissionsmessungen an Cd, In und Au in Form dünner Folien durchgeführt. Da diese Substanzen vernachlässigbare Streuquerschnitte haben, ist eine Verfälschung des nach (1.6.3) bestimmten Wirkungsquerschnitts durch Einstreuung von Untergrundneutronen ausgeschlossen. Aus diesem Grunde sollte die Messung von Absorptionsquerschnitten besonders genau sein und auch zum Test der in dieser Arbeit beschriebenen Apparatur dienen.

Cadmium

Cadmium wird wegen des hohen Absorptionsquerschnitts seiner Resonanz bei E_o = 0,178 eV in vielen neutronenphysikalischen Experimenten zur Abschirmung thermischer Neutronen verwendet. Auf diesem Grunde ist eine genaue Kenntnis des Wirkungsquerschnitts erforderlich. Bis vor kurzem galt der Wert $\sigma_o = 7900 \pm 100$ barn als gesichert, der bei drei Messungen (vergl. Tabelle 3.3.1.1) ermittelt wurde und sich deutlich von der ersten Messung an Cadmium durch Rainwater et al. ($\sigma_o = 7340 \pm 140$ barn) unterschied.

Eine neue Messung von Widder und Brunner (WiB 68) scheint jedoch die Angaben von Rainwater et al. zu bestätigen. Widder und Brunner konnten keine Erklärung dafür finden, daß Kristallspektrometer-Messungen (Bro 53, AkyC 65) mit etwa 7900 barn einen deutlich höheren Wirkungsquerschnitt ergaben als die Flugzeitexperimente im Resonanzbereich (RaiH 47, WidB 68), die zu einem Wert von etwa 7300 barn führten.

Nach dem Meßergebnis von Widder und Brunner schien auch die Messung von Höhne (Hoe 61) zweifelhaft zu sein, die mit einem auf Flugzeitbasis arbeitenden mechanischen Selektor im Energiebereich unterhalb $3 \cdot 10^{-3}$ eV durchgeführt wurde und zu einem Resonanzquerschnitt von etwa 7860 barn führte. Deshalb wurde in der vorliegenden Arbeit der Cadmium-Wirkungsquerschnitt mit Folien verschiedener Stärke (99,97 % Reinheit, Degussa) neu bestimmt. Das Meßergebnis ist in Abbildung 3.3.1.1 dargestellt. Die Meßergebnisse in unmittelbarer Nähe der Resonanz sind durch Dopplereffekt und Auflösung verfälscht. Da uns noch kein Rechenprogramm zur Korrektur dieser Effekte zur Verfügung steht, entnehmen wir die Resonanzbreite $\Gamma = 0,114 \pm 0,002$ eV der Literatur (GolM 66) und beschreiben den niederenergetischen Bereich ($E < 3 \cdot 10^{-3}$ eV), wo Auflösung und Dopplereffekt (Daw 63) zu vernachlässigen sind, durch eine Breit-Wigner-Formel. Es folgt für den Resonanzquerschnitt

Γ [meV]	σ_o [barn]	Meßbereich [eV]	Meßmethode	Autoren
115±2	7340±140 x	0,008 - 10	Cyclotron, Flugzeit	RaiH 47
113±2	7980±150 x	0,06 - 0,65	Kristallspektrometer	Bro 53
	7860 xx	0,0002 - 1,003	mechan. Selektor	Hoe 61
103±3	7850-100 x	0,015 - 1	Kristallspektrometer	AkyC 65
114,3±0,6	7300±50	0,01 - 10	fast Chopper	WidB 68
	7900±100	0,0001 - 0,002	slow Chopper	diese Arbeit

x Die hier angegebenen Werte wurden der sorgfältigen Analyse von Widder und Brunner (WidB 68) entnommen.

xx folgt durch Umrechnung der Angaben Höhnes (σ_o=8000 barn, E_o=0,176 eV, Γ=0,112 eV) auf E_o=0,178 eV und Γ=0,114 eV.

Tabelle [illegible]

Parameter [illegible]-Resonanz bei 0,178 eV

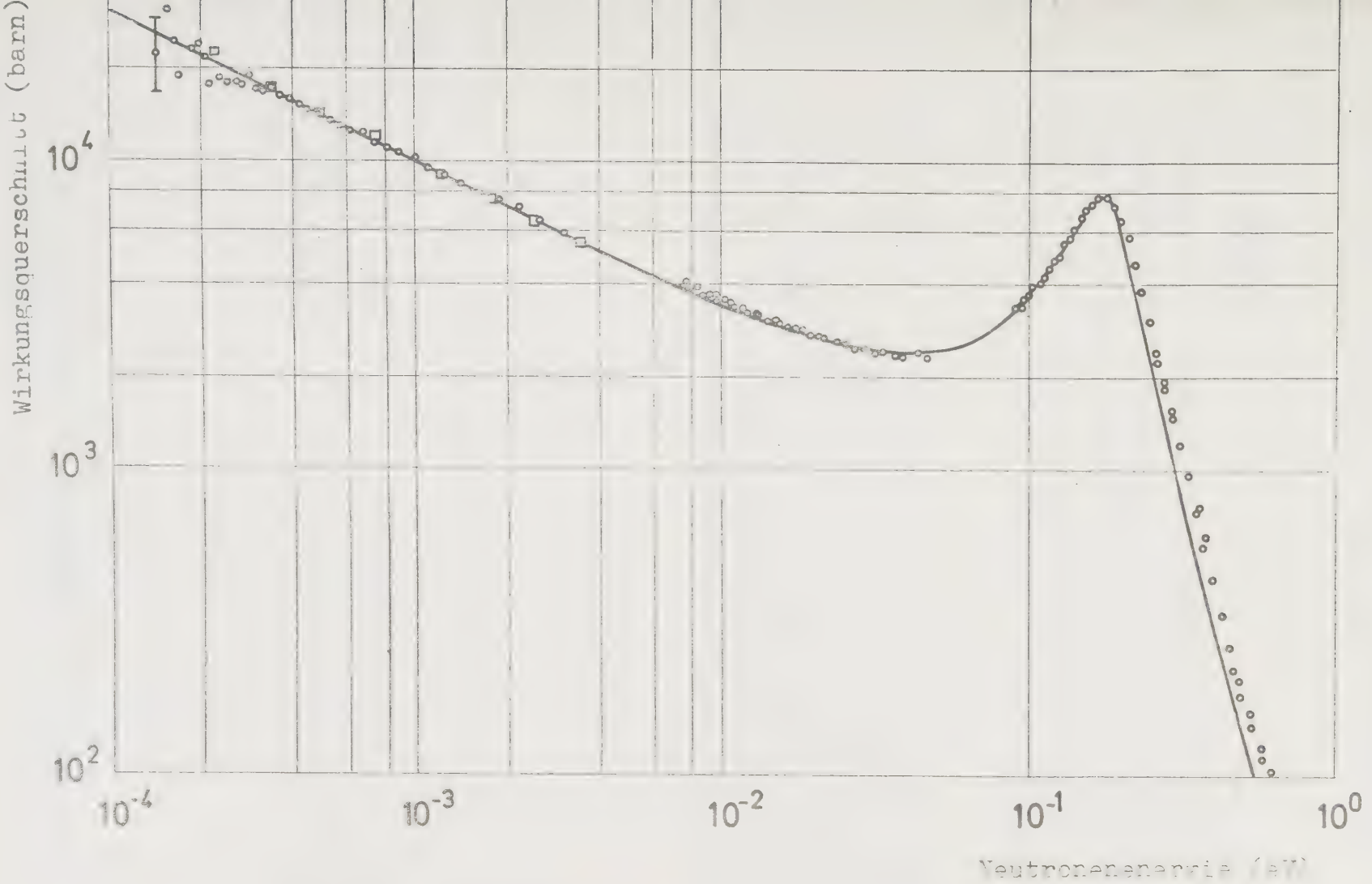


Abbildung 3.3.1.

Wirkungsquerschnitt von Cadmium. ▫ Meßwerte von Höhne (Hoe 61).
——— Breit-Wigner-Kurve, mit den Parametern E_o=0,178 eV,
Γ=0,114 eV und σ_o=7900 barn nach (3.3.1.1) berechnet.

$$\sigma_o = 7900 \pm 100 \text{ barn} \qquad (3.3.1.2)$$

Damit wird von uns die Messung Höhnes bestätigt.

Gold, Indium

Neutronenphysikalisch von Bedeutung sind auch Au und In, über deren Resonanzparameter widersprüchliche Angaben vorliegen. Die Goldresonanz bei 4,91 eV und die Indiumresonanz bei 1,46 eV wurden untersucht. Beide Materialien werden zu Flußdichtebestimmungen nach der Aktivierungsmethode verwendet.

Zur Messung wurden Folien höchster Reinheit (99,999 %, Degussa benutzt. Die in Abbildung 3.3.1.2. dargestellten Messungen wurden im Gegensatz zu der Cadmium-Messung nach der Flächenmethode ausgewertet, die unter den vorliegenden Bedingungen keine Auflösungs- und Dopplerkorrektur erfordert. Es gilt für die von uns verwendeten dicken Folien (BecW 64)

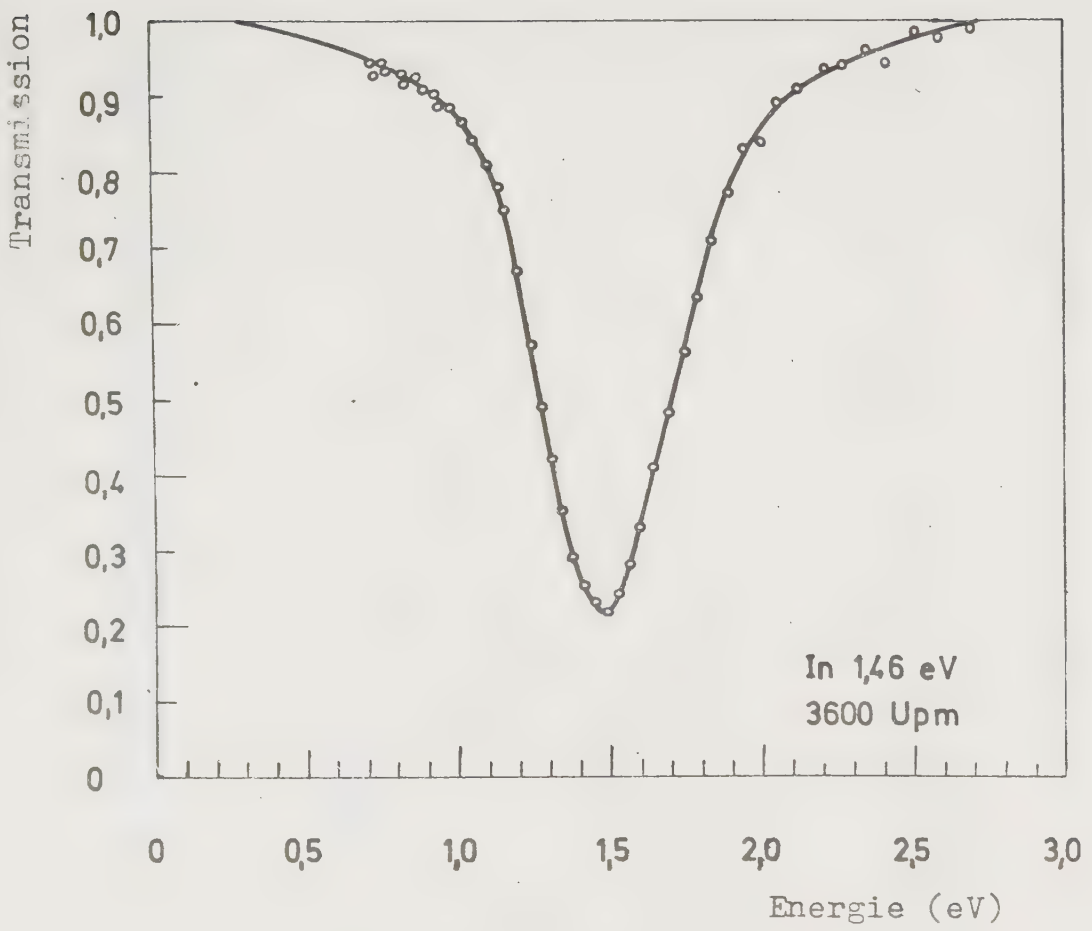
$$A = \int_{E_o-\Delta}^{E_o+o} (1-T)\, dE = \sqrt{\pi \cdot n \cdot \sigma_o}\ \Gamma \qquad (3.3.1.3)$$

n = Probendicke $\left[\text{Atome/cm}^2\right]$

Für die Goldresonanz liegen Meßergebnisse von Landon und Sailor (LanS 54) sowie von Wood (Woo 56) vor, die sich (vergl. Tabelle 3.3.1.2) deutlich voneinander unterscheiden. Unser Wert

$$\Gamma \sqrt{\sigma_o} = 26{,}3 \pm 0{,}5 \text{ eV} \sqrt{\text{barn}} \qquad (3.3.1.4)$$

wurde aus der Fläche A errechnet; er stimmt mit der Angabe von Wood überein.



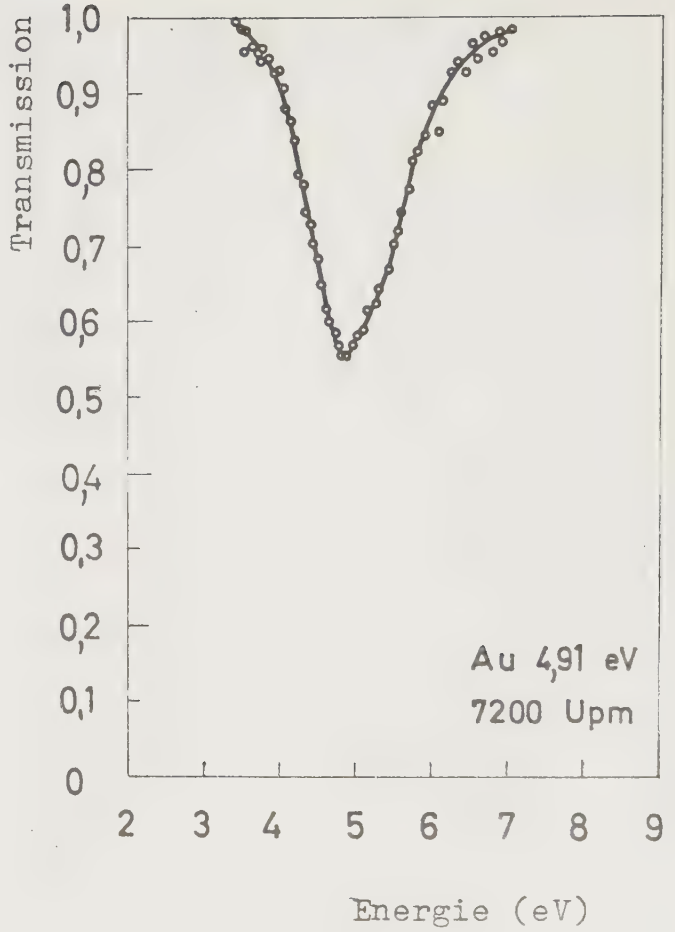


Abbildung 3.3.1.2

Transmission einer Indium- bzw. Goldfolie im Resonanzbereich

Γ [meV]	σ_o [barn]	$\Gamma\sqrt{\sigma_o}$ [eV $\sqrt{\text{barn}}$]	Autoren
175 ± 10	31000 ± 1000	$31,0 \pm 2,3$	LanS 54
140 ± 3	37000 ± 500	$26,8 \pm 0,8$	Woo 56
		$26,3 \pm 0,5$	diese Arbeit

Tabelle 3.3.1.2
Parameter der Gold-Resonanz bei 4,91 eV

Auch für die Indiumresonanz weichen die bisher bekannten Daten (vergl. Tabelle 3.3.1.3) voneinander ab. In diesem Fall lieferte das Experiment

$$\Gamma\sqrt{\sigma_o} = 14,0 \pm 0,3 \text{ eV } \sqrt{\text{barn}} \qquad (3.3.1.4)$$

Dieses Ergebnis stimmt besser mit den älteren Werten von Moore sowie von Landon und Sailor überein als mit der neuesten Messung von Begzhanov et al.

Γ [meV]	σ_o [barn]	$\Gamma\sqrt{\sigma_o}$ [eV $\sqrt{\text{barn}}$]	Autoren
75 ± 2	38500 ± 1000	$14,7 \pm 0,7$	LanS 55
75 ± 2		14,6	Moo 58
103,8	26558	16,9	BegG 64
		$14,0 \pm 0,3$	diese Arbeit

Tabelle 3.3.1.3
Parameter der Indium-Resonanz bei 1,46 eV

3.3.2 Streuung in polykristallinen Materialien

Bei der Transmission von langsamen Neutronen durch kristalline Strukturen werden im allgemeinen Fall (Cas 50, WilW 61, Bac 62) magnetische-, Spin- und Kernwechselwirkung beobachtet. Aufgrund dieser Wechselwirkungen treten kohärente und inkohärente Streuprozesse auf, die elastisch oder inelastisch verlaufen können.
Neben Aussagen über die genannten Wechselwirkungsprozesse liefern Neutronen-Transmissionsmessungen Information über die Struktur der kristallinen Probe. Im Prinzip gelten auch für Neutronen die aus der Röntgenstrukturanalyse (Sag 58, HosB 62, GuiF 55) bekannten Gesetzmäßigkeiten. Besonders charakteristisch dafür sind Bragg-Streuung und Kleinwinkelstreuung.
Der experimentell nach (1.6.3) ermittelte totale Wirkungsquerschnitt einer polykristallinen Probe setzt sich aus folgenden Anteilen zusammen:

$$\sigma_t = \sigma_a + \sigma_k^e + \sigma_k^i + \sigma_i^e + \sigma_i^i + \sigma_{KWS} \quad (3.3.2.1)$$

σ_a Wq. für Absorption

σ_k^e " " kohärent elastische Streuung (Bragg-Streuung)

σ_k^i " " kohärent inelastische Streuung

σ_i^e " " inkohärent elastische Streuung

σ_i^i " " inkohärent inelastische Streuung

σ_{KWS} " " Kleinwinkelstreuung

Der Absorptionsquerschnitt σ_a zeigt im niederenergetischen Bereich immer einen 1/v-Verlauf. Der Wirkungsquerschnitt σ_{KWS} kann in Anlehnung an die Gesetze für die Kleinwinkel-

streuung von Röntgenstrahlen (GuiF 55) beschrieben werden (ChrS 65). Die Theorie für die übrigen Beiträge wurde in einer Arbeit von Cassels (Cas 50) zusammenfassend dargelegt.

3.3.2.1 Bragg-Streuung

Für kubische Kristallgitter können die allgemeinen Ausdrücke (Cas 50, ShuW 51a) für die Bragg-Streuung σ_k^e vereinfacht werden. Es kann gezeigt werden, daß die kohärent elastische Streuung bei der Neutronenwellenlänge

$$\lambda = \frac{2g}{\sqrt{h^2+k^2+l^2}} \qquad (3.3.2.2)$$

sprungartig um den Betrag

$$\Delta\sigma_{hkl} = \frac{H_{hkl}\, e^{-2W_{hkl}}}{(h^2+k^2+l^2)^{3/2}} \cdot \alpha \cdot \sigma_k \qquad (3.3.2.3)$$

ansteigt (hkl-Kante des Wirkungsquerschnitts). α ist eine Konstante, die von der Symmetrie des Kristalls abhängt. Für kubisch raumzentrierte Gitter (z. B. Fe) ist $\alpha = 1$ zu setzen, für kubisch flächenzentrierte (z. B. Al, Pb) $\alpha = 2$. g ist die Gitterkonstante, H_{hkl} die Flächenhäufigkeitszahl und σ_k der kohärente Streuquerschnitt des gebundenen Kerns. Der Debeye-Waller-Faktor $e^{-2W_{hkl}}$ ist aus Probentemperatur T und Debeyetemperatur Θ_D nach bekannten Verfahren (z.B. Sag58) zu errechnen.

Eisen

Die Ergebnisse der bisher bekannten und in Tabelle 3.3.2.1 angegebenen Transmissionsmessungen im Bereich der 110-Kante

σ_{min} (barn)	σ_{max} (barn)	$\bar{\sigma}$ (barn)	Material	Autoren
6	16	10	Blech x) 70 µ	HugW 48 HugB 50
9	16	7	Sinter x)	Vor 67
		15,2		Ege 53
6,4	21,5	15,1		HugS 58
8,5	28	19,5		BeyW 61
9	23,8	14,8	Pulver < 4µ	Vor 67
7,7	23,9	16,2	Pulver 5µ	diese Arbeit

Tabelle 3.3.2.1

Transmissionsmessungen an der 110-Kante des Eisens.

x) Bei dieser Probe mit relativ großer Korngröße wird die Bragg-Streuung durch Extinktion vermindert. Für die angegebenen Messungen von Hughes et al. wurde dies durch Rechnungen von Weiss (Wei 52) belegt.

des Eisens weichen voneinander ab. Außerdem widersprechen diese Meßergebnisse, wie weiter unten gezeigt wird, den Neutronenstreuexperimenten von Shull et al. (ShuW 51b, ShuW 56). Deshalb wurde der Wirkungsquerschnitt mit der zur Flugzeiteichung benutzten Probe (Fa. Merck AG, Eisen reduziert, Korngröße ca. 5 μ) im Bereich der 110-Kante neu bestimmt. Für die doppelt logarithmisch dargestellten Meßpunkte der Abb. 3.3.2.1 wurden unterhalb und oberhalb der 110-Kante Ausgleichsgeraden nach der Methode der kleinsten Quadrate berechnet. Danach steigt der Wirkungsquerschnitt von

$$7{,}70 \pm 0{,}26 \text{ barn} \qquad (3.3.2.4)$$

auf

$$23{,}87 \pm 0{,}18 \text{ barn} \qquad (3.3.2.5)$$

an. Die angegebenen Fehler stellen die Standardabweichung von der Ausgleichsgeraden dar. Der durch Braggstreuung verursachte Anstieg beträgt also bei der verwendeten Probe

$$\Delta\sigma_{110} = 16{,}17 \pm 0{,}32 \text{ barn} \qquad (3.3.2.6)$$

Mit diesem Ergebnis rechnen wir nach (3.3.2.3) den kohärenten Streuquerschnitt aus.

Mit $H_{110} = 12$, $\Theta_D = 453^\circ K$ (Cas 50) und $T = 25^\circ C$ folgt

$$\sigma_k = 0.769\, \Delta\sigma_{110} = 12{,}43 \pm 0{,}25 \text{ barn} \qquad (3.3.2.7)$$

Wie im folgenden gezeigt wird, ist dies der einzige bisher bei Transmissionsmessungen bestimmte Wert für σ_k, der mit den Ergebnissen von Neutronenbeugungsexperimenten übereinstimmt.

Da in magnetischen Substanzen wie Eisen neben Kernwechselwirkung auch magnetische Wechselwirkung stattfindet, beträgt nach der Theorie von Halpern und Johnson (HalJ 39) der kohärente Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Neutronen

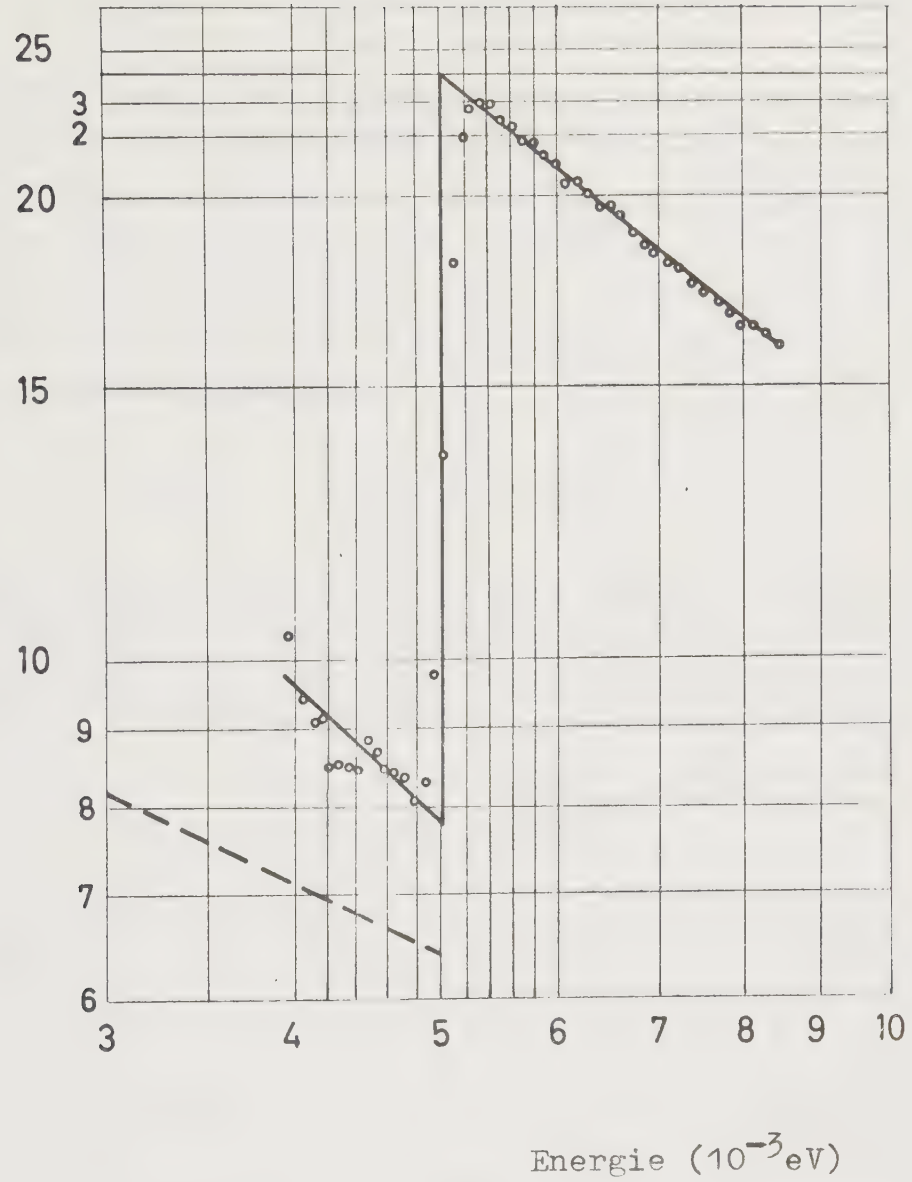


Abbildung 3.3.2.1

Wirkungsquerschnitt von Eisen an der 110-Kante.
— — — Meßwerte nach Hughes und Schwarz (HugS 58)
o unsere Messung

$$\sigma_k = 4\pi (C^2 + q^2 D^2) \qquad (3.3.2.8)$$

Hierbei sind C bzw. D die Streuamplituden für Kern- bzw. magnetische Wechselwirkung. Der Faktor q^2 berücksichtigt den Winkel zwischen der Streurichtung und dem magnetischen Moment der Eisenatome. Die Gleichung (3.3.2.8) wurde durch Neutronenbeugungsexperimente von Shull, Wollan und Köhler (ShuW 51b) bestätigt. Nach dieser Arbeit beträgt der Anteil der Kernwechselwirkung

$$\sigma_{k,n} = 4\pi C^2 = 11{,}42 \text{ barn} \qquad (3.3.2.9)$$

Der magnetische Anteil wird dort nicht explizit angegeben. Zu seiner Berechnung setzen wir $q^2 = 2/3$ (ShuW 51b). Für die magnetische Streuamplitude D gilt (HalJ 39, ShuW 51b)

$$D = \frac{1}{2} \frac{e^2}{mc^2} \mu_n \mu_{Fe} f_{hkl}$$

$$= f_{hkl}\ 0{,}598\ 10^{-12} \text{ cm} \qquad (3.3.2.10)$$

e^2/mc^2	klassischer Elektronenradius
$\mu_n = 1{,}91\ \mu_B$	magn. Moment des Neutrons
$\mu_{Fe} = 2{,}22\ \mu_B$	magn. Moment des Eisenatoms
μ_B	Bohr'sches Kernmagneton

Der magnetische Formfaktor f_{hkl} bringt zum Ausdruck, daß die magnetische Streuung im Gegensatz zur Kernstreuung nicht isotrop ist. Er ist am einfachsten einer graphischen Darstellung (ShuW 56) zu entnehmen:

$$f_{110} = 0{,}58 \qquad (3.3.2.11)$$

Wir erhalten für den magnetischen Anteil

$$\sigma_{k,m} = 1{,}00 \text{ barn} \qquad (3.3.2.12)$$

Damit folgt aus (3.3.2.9) und (3.3.2.12)

$$\sigma_k = 11{,}42 + 1{,}00 = 12{,}42 \text{ barn} \qquad (3.3.2.13)$$

Dieser aus Streuexperimenten abgeleitete Wert ist in Übereinstimmung mit dem aus unserer Transmissionsmessung ermittelten Wert $\sigma_k = 12{,}43 \pm 0{,}25$ barn (3.3.2.7). Es soll an dieser Stelle vermerkt werden, daß der in Tabellen (ShuW 51a, ShuW 56, HugS 58, WilW 61, Bac 62) angegebene Wert $\sigma_k = 11{,}4$ barn offenbar nur den Anteil der Kernstreuung darstellt. Dieser kann aber nur in Ausnahmefällen in besonders geeigneten Substanzen (z. B. Fe_2O_3, ShuW 51b) unter Einfluß eines äußeren Magnetfeldes allein beobachtet werden.

Von den unterhalb der 110-Kante durchgeführten Messungen an Eisen (CasL 48, HugB 50, PalH 52, LatC 52, HugS 58) zeigen die letztgenannten den in Abbildung 3.3.2.1 eingezeichneten Verlauf. Der totale Wirkungsquerschnitt steigt mit 1/v an und für $E_{110} = 4{,}98 \cdot 10^{-3}$ eV gilt nach dieser Messung

$$\sigma_t = \sigma_a + \sigma_k^i + \sigma_i^e + \sigma_i^i$$

$$= 6{,}4 \text{ barn} \qquad (3.3.2.14)$$

Den größten Beitrag dazu liefert der Absorptionsquerschnitt. Mit $\sigma_a = (2{,}55 \pm 0{,}05)$ barn bei $E = 0{,}0253$ eV (GolM 66) folgt für die Energie E_{110}

$$\sigma_a = (5{,}74 \pm 0{,}05) \text{ barn} \qquad (3.3.2.15)$$

Den graphischen Darstellungen von Cassels (Cas 50) entnehmen wir mit $\sigma_k = 12{,}43$ barn und $\sigma_i = 0{,}42$ barn (PalH 52)

$$\sigma_k^i = 0{,}22 \text{ barn}$$

$$\sigma_i^e = 0{,}42 \text{ barn} \qquad (3.3.2.16)$$

$$\sigma_i^i = 0{,}01 \text{ barn}$$

Die Summe $\sigma_t = 6{,}39$ barn dieser unabhängig voneinander ermittelten Beiträge bestätigt die Angabe von Hughes und Schwartz. Daß unsere Messung nach Abbildung 3.3.2.1 um 1,3 barn höher liegt, wird durch Kleinwinkelstreuung (vergl. KruM 49, 50 und Abschnitt 3.3.2.2) erklärt.

Blei, Wismut

Um die Eigenschaften der verwendeten Blei- und Wismutfilter (Reinheit 99,95 % (Pb) bzw. 99,99 % (Bi), Schmelze bei Raumtemperatur abgekühlt) näher zu ergründen, wurden die Wirkungsquerschnitte der verwendeten Materialien bestimmt. Gleichzeitig dienten diese Messungen zur Überprüfung der sich widersprechenden Angaben anderer Autoren im Bereich unterhalb der Bragg-Kanten. An den Bragg-Kanten selbst ist zu beachten, daß gestreute Neutronen durch Mehrfachstreuung innerhalb der Probe wieder in den Strahl gelangen können. Dieser als Extinktion bezeichnete Effekt tritt nach Weiss (Wei 52) besonders stark in Proben mit großen Kristalliten auf, die in einer langsam abkühlenden Schmelze ausgebildet werden. Die Extinktion hat eine Verringerung des nach Gleichung (3.3.2.3) berechneten Anstiegs zur Folge.

Der für Blei unter Vernachlässigung von Extinktion, Kleinwinkelstreuung und inelastischer Streuung nach der üblichen Methode (z. B. Cas 50, AllS 54) abgeschätzte totale Wirkungsquerschnitt ist in Abbildung 3.3.2.2. eingezeichnet. Blei hat ein kubisch-flächenzentriertes Raumgitter mit $a = 4{,}950$ Å (Sag 58). Mit $\sigma_a = 0{,}170$ barn bei 0,0253 eV (HugS 58), $\sigma_k = 11{,}5$ barn (ShuW 51a), $\sigma_i = 0{,}1$ barn (ShuW 51a),

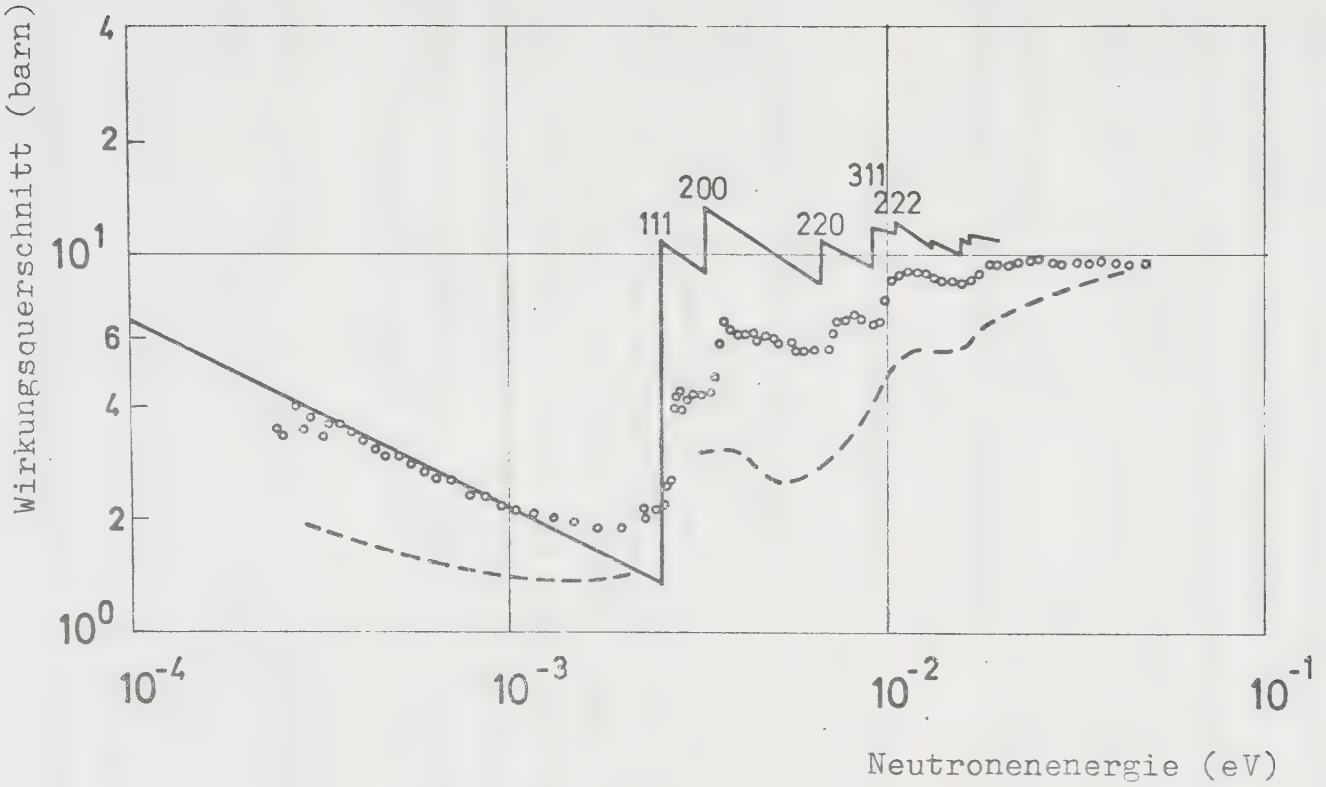


Abbildung 3.3.2.2

Wirkungsquerschnitt von Blei.

– – – Neuwerte nach Hughes und Schwarz (HugS 58)

——— berechneter Wirkungsquerschnitt

o eigene Endpunkte

$\Theta_D = 88^oK$, $T = 25^oC$ wurde der totale Wirkungsquerschnitt berechnet.

Unterhalb der Bragg-Kanten stimmen unsere Messungen mit dieser Rechnung und mit Meßwerten überein, die von Teutsch (Teu 62) für den Bereich zwischen $8 \cdot 10^{-4}$ eV und $2,7 \cdot 10^{-3}$ eV veröffentlicht wurden. Die Angaben von Hughes und Schwarz (HugS 58) zeigen einen deutlich geringeren Wirkungsquerschnitt. Offensichtlich war bei den dort beschriebenen Messungen die Extinktion größer als bei unserer Probe.

Ohne Extinktion ist nach (3.3.2.3) mit oben angegebenen Werten ein Anstieg um theoretisch

$$\Delta\sigma_{111} = 9,90 \text{ barn} \qquad (3.3.2.17)$$

zu erwarten. Eigene Messungen mit einer Pulverprobe (Korngrößen um 60 μ) ergaben einen Anstieg um nur $\Delta\sigma_{111} = 7,4$ barn Um die hier offensichtlich noch vorliegende Extinktion zu vermeiden, sollen weitere Messungen mit geringerer Korngrösse vorgenommen werden. Wir hoffen, damit auch zur Aufklärung des Unterschiedes zwischen dem oben angegebenen Wert von Shull und Wollan (ShuW 51a) $\sigma_k = 11,5$ barn und einer neueren Messung von Niklaus u. a. (NikS 66) beitragen zu können, die $\sigma_k = 10,93 \pm 0,03$ barn ergab.

Auch für Wismut ist unterhalb der Bragg-Kanten der von Hughes und Schwarz (HugS 58) angegebene Wirkungsquerschnitt kleiner als unsere Messung (Abbildung 3.3.2.3) und in Übereinstimmung damit Messungen von Egelstaff (Ege 58, $E > 9\ 10^{-4}$ eV) zeigen. Die bei Bi am stärksten hervortretenden Bragg-Kanten sind in Abbildung 3.3.2.3 hexagonal indiziert.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die Transmission unseres Filtermaterials geringer ist als nach den Angaben von Hughes und Schwarz zu erwarten war.

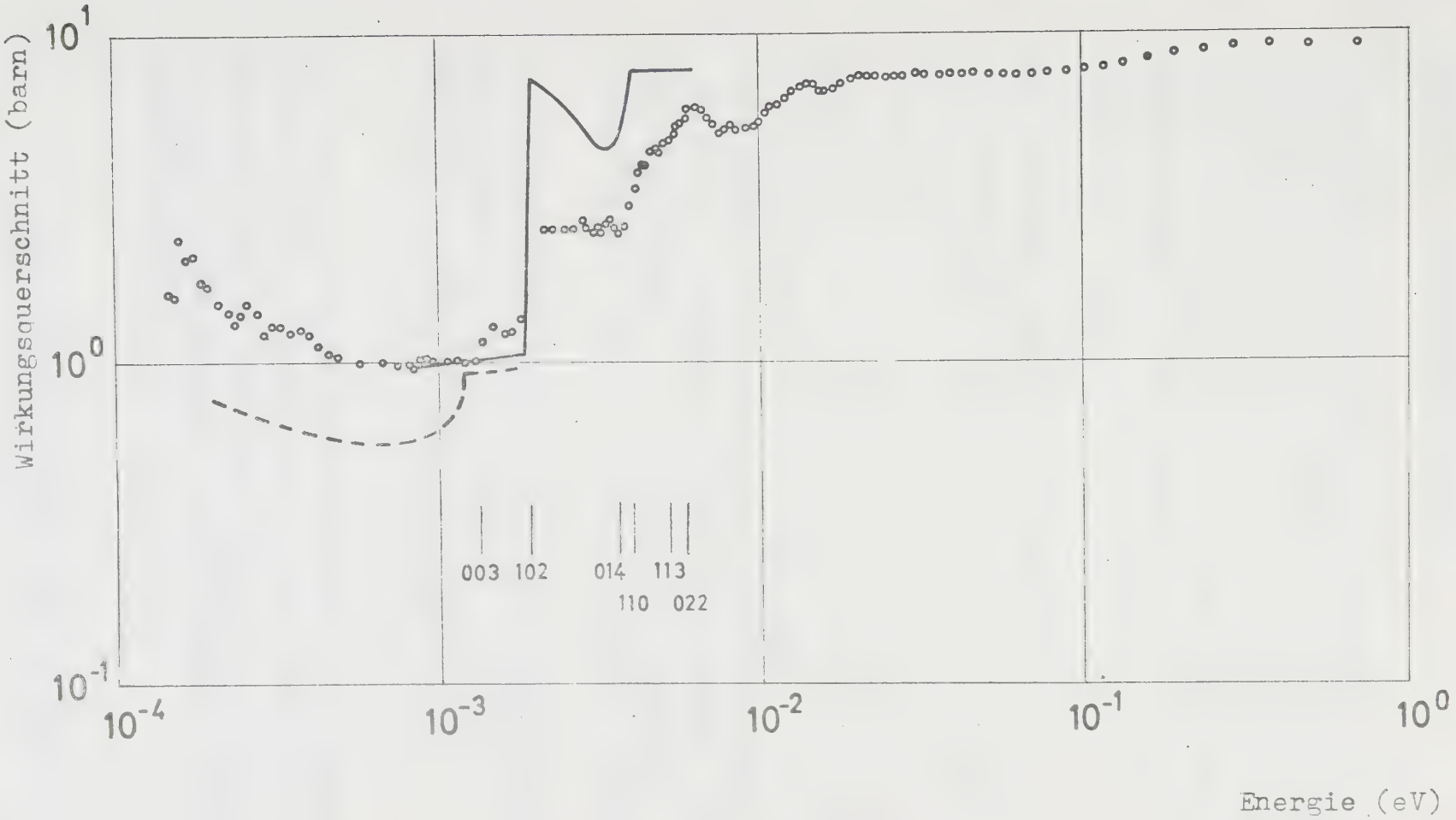


Abbildung 4.1.2.5

Wirkungsquerschnitt von Wismut
— — — Messung Hughes und Palevski (HugP 53)
——— Messung Egelstaff (Ege 58)
o eigene Messung

3.3.2.2 Kleinwinkelstreuung

Kleinwinkelstreuung findet statt, wenn in dem durchstrahlten Material Dichteschwankungen (z. B. an Korngrenzen, Versetzungen, Leerstellenbereichen) vorliegen, deren Ausdehnung mehrere Atomabstände übersteigt. Kleinwinkelstreuung wurde zuerst mit Röntgenstrahlen entdeckt und wird seitdem zur Röntgenstrukturanalyse benutzt (vergl. z. B. GuiF 55, HosB 60).

Mit Neutronen wurde Kleinwinkelstreuung erstmalig in Form von magnetischer Kleinwinkelstreuung an unmagnetisiertem Eisen beobachtet (HugB 49). Kurze Zeit später berichteten Krüger u. a. (KrüM 49) über den Einfluß der Kleinwinkelstreuung auf den mit einem Chopper gemessenen totalen Wirkungsquerschnitt. Eine folgende Arbeit (KrüM 50), sowie insbesondere Untersuchungen von Weiss (Wei 51) mit Hilfe eines Neutronenspiegels zeigten, wie die Neutronen-Kleinwinkelstreuung an Korngrenzen außer von Korngröße und Struktur der Mikrokristalle insbesondere vom kohärenten Streuquerschnitt σ_k und der Neutronenwellenlänge abhängt.

Aus Intensitätsgründen ist es sehr schwierig, die Kleinwinkelstreuung von monochromatischen Neutronen direkt in Abhängigkeit vom Streuwinkel zu untersuchen. Man ist auf weniger übersichtliche Methoden angewiesen.

Ein gut kollimierter Neutronenstrahl mit großem Wellenlängenbereich $\lambda > \lambda_0$ (erzeugt durch Filter, totalreflektierenden Spiegel) wird in einer Probe gestreut und die Streustahlung $S(\vartheta, \lambda_0)$ in Abhängigkeit vom Streuwinkel ϑ gemessen. Es gilt (ChrS 65)

$$S(\vartheta, \lambda_0) = \int_{\lambda_0}^{\infty} S_0(\lambda) x e^{-\Sigma_t \cdot x} \left[\sum(\vartheta, \lambda) + \frac{\sum_i}{4\pi} \right] d\lambda \qquad (3.3.2.18)$$

$S_o(\lambda)$ ist das Spektrum des auf die Probe treffenden Strahles, x die Probendicke und Σ_t bzw. Σ_i der totale bzw. inkohärente (makroskopische) Wirkungsquerschnitt. $(\quad)$ ist das für die speziell vorliegende Dichteschwankung vorliegende Streugesetz. $\quad(\vartheta,\lambda)$ ist dem kohärenten Streuquerschnitt proportional und kann in verschiedener Weise vom Quotienten ϑ/λ und von der Größe der Streuzentren abhängen. Durch Messung von $S(\quad\lambda_o)$ können bei bekanntem Strahlspektrum $S_o(\lambda)$ theoretisch vorausgesagte Streugesetze geprüft und die Größe der Streuzentren bestimmt werden. Dies wurde für $\lambda_o = 6$ Å im Bereich 10^{-2} radian $\leq \vartheta \leq 10^{-1}$ radian bereits in verschiedenen Arbeiten gezeigt (SchiSch 64, Chr 64, StoC 65, Sto 67).

Die zweite Meßtechnik, die seit den Arbeiten von Krüger u. a. (KrüM 49, 50) nicht weiter verfolgt wurde, besteht in der Untersuchung der Wellenlängenabhängigkeit der Kleinwinkelstreuung bei festem Streuwinkelbereich. Bei Flugzeitmessungen mit einem gut kollimierten Strahl werden alle um Winkel $\vartheta > \vartheta_o$ gestreuten Neutronen den Detektor nicht erreichen. Der Grenzwinkel ϑ_o ist durch die Strahlkollimation und die Größe des Detektorquerschnitts bestimmt. Anstelle von (3.3.2.18) beträgt bei dieser Methode die Zahl der auf den Detektor treffenden Neutronen

$$S(\vartheta_o,\lambda) = S_o(\lambda)e^{-\Sigma_t \cdot x}\left[1 - x\int_{\vartheta_o}^{\infty}\Sigma(\vartheta,\lambda)d\vartheta\right] \qquad (3.3.2.19)$$

und der in (3.3.2.1) eingeführte Wirkungsquerschnitt σ_{KWS} für Kleinwinkelstreuung lautet

$$\sigma_{KWS} = -\frac{1}{Nx}\ln\left[1-x\int_{\vartheta_o}^{\infty}\Sigma(\vartheta,\lambda)d\vartheta\right] \qquad (3.3.2.20)$$

Wegen der guten Kollimation unserer Apparatur war die Beobachtung von Kleinwinkelstreuung zu erwarten, besonders wenn sich die Probe zwischen Strahlrohrkollimator und Eingangskollimator befindet. In diesem Fall beträgt der Grenzwinkel in horizontaler bzw. vertikaler Richtung nur etwa $5 \cdot 10^{-3}$ radian bzw. $5 \cdot 10^{-2}$ radian. In dieser Geometrie wurden erste Messungen mit Pulverproben durchgeführt. Durch Bestimmung von $S_o(\lambda)$ und $S(\Sigma_t, \lambda)$ kann bei Kenntnis von Σ_t der Klammerausdruck von (3.3.2.19) experimentell ermittelt werden. Der Wirkungsquerschnitt folgt dann nach (3.3.2.20). Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.3.2.4 dargestellt und sollen zunächst nur qualitativ diskutiert werden, da bei der hier vorliegenden Geometrie mit der Einstreuung von Neutronen in Strahlrichtung durch die Probe gerechnet werden muß. Aus diesem Grunde kann ein zu kleiner Wirkungsquerschnitt gemessen werden.

Wie aus der Kleinwinkelstreuung mit Röntgenstrahlen bekannt ist, nimmt die Kleinwinkelstreuung mit wachsender Wellenlänge zu. Bei unseren Messungen ist σ_{KWS} dem Quadrat der Wellenlänge proportional. Im Vergleich zur Kleinwinkelstreuapparatur von Christ (Chr 64, Sto 66), die Neutronen mit 7-9 Å verwendet, hebt sich bei unserer Flugzeitapparatur bei größeren Wellenlängen die Kleinwinkelstreuung deutlicher heraus. Die Pulverproben aus Al ($\sim$40 μ) und aus Pb ($\sim$60 μ) hatten etwa gleiche Korngrößen. Wegen des höheren kohärenten Streuquerschnitts war für Blei (σ_k = 11,5 barn) stärkere Kleinwinkelstreuung als für Aluminium (σ_k = 1,5 barn) zu erwarten. Im Eisenpulver ($\sim$5 μ, σ_k = 12,4 barn) kann neben der vergleichsweise geringen Korngröße auch der magnetische Anteil der Kleinwinkelstreuung (vergl. Sto 67) für den hohen Wirkungsquerschnitt verantwortlich sein.

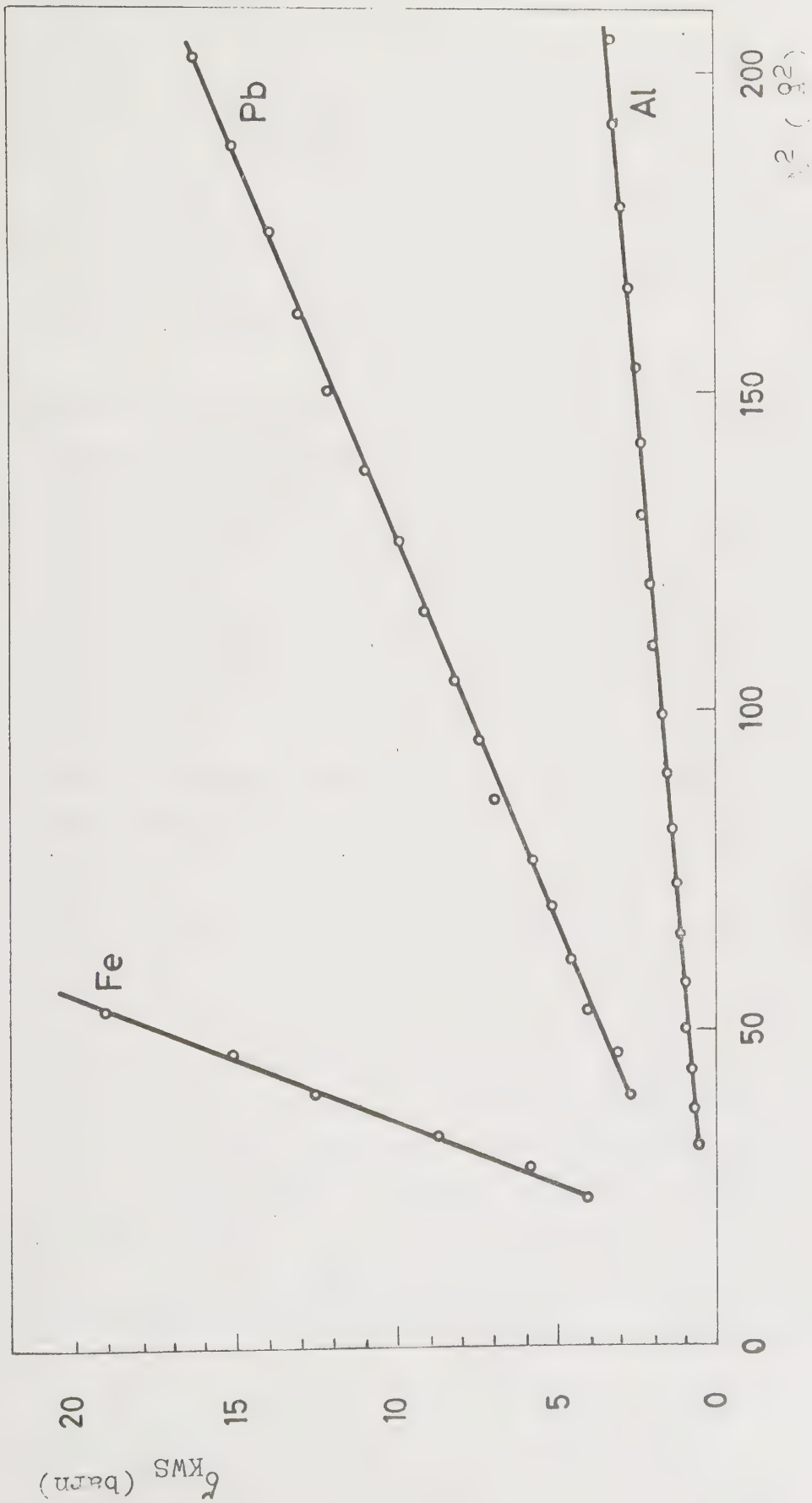


Abbildung 3.3.2.4

Beitrag der Kleinwinkelstreuung zum totalen Wirkungsquerschnitt für verschiedene Pulverproben.

Al (~40 µ), Pb (~60 µ), Fe (~5 µ).

3.3.3 Inkohärente Streuung an Wasserstoff in kondensierter Materie

Bei Neutronenenergien unterhalb etwa 1 eV ist die Neutronenstreuung abhängig von den Freiheitsgraden des im Molekül gebundenen streuenden Kerns. Wegen des hohen Wirkungsquerschnitts der inkohärenten Neutronenstreuung an Protonen sind Neutronen-Streuexperimente ein geeignetes Hilfsmittel zur Aufklärung der Dynamik von wasserstoffhaltigen Kristallgittern und Molekülen.

Die Streuung langsamer Neutronen an chemisch gebundenen Protonen wurde theoretisch zuerst von Fermi (Fer 36) behandelt. Fermi zeigte, daß der elastische Wirkungsquerschnitt des an ein unendlich schweres Molekül gebundenen Protons viermal größer ist als der Wirkungsquerschnitt des freien Protons. Außerdem berechnete Fermi die Streuung an einem Proton, das mit richtungsunabhängiger Frequenz als harmonischer Oszillator um ein festes Kraftzentrum schwingt.

Optische Schwingungen des Wasserstoffs konnten in verschiedenen Metallhydriden sowohl in Streuexperimenten (z. B. PelE 57, AndR 57, RusF 66) als auch in Transmissionsexperimenten (z. B. WhiR 59, Vor 67, Schm 67) beobachtet und mit Hilfe der Fermi'schen Theorie (Fer 36) interpretiert werden.

Auch für wasserstoffhaltige Gase und Flüssigkeiten liegt, insbesondere für Neutronenenergien oberhalb 10^{-3} eV, bereits eine Reihe von Streu- und Transmissionsexperimenten vor (siehe JanK 65). Abgesehen von vereinzelten Meßpunkten (RusT 62, Schm 66, AntP 64, 66) wurden jedoch bei Neutronenenergien zwischen 10^{-4} eV und 10^{-3} eV bisher nur Messungen von Heinloth (Hei 61) an Wasser, Benzol und Ameisensäure durchgeführt. Neben Benzol wurden in der vorliegenden Arbeit n-Hexan

und Cyclohexan untersucht. Insbesondere interessierte dabei der Energiebereich unterhalb 10^{-3} eV. Messungen bei höheren Neutronenenergien durch Pal u. a. (PalK 64) und Bröcker (Brö 66) ergaben keine charakteristischen Unterschiede zwischen den Streuquerschnitten in Benzol, n-Hexan und Cyclohexan. Die Wirkungsquerschnitte zeigten lediglich den von der Theorie her (Fer 36, SacT 41) zu erwartenden Anstieg von σ_f auf $\sigma_b = 4\,\sigma_f$.

Unterhalb von 10^{-3}eV wird die Neutronenstreuung hauptsächlich von der Dynamik der Flüssigkeitsmoleküle bestimmt. Nach Messungen der magnetischen Kernresonanz (Zei 65) gilt es heute als sicher, daß die Moleküle relativ lange um eine Gleichgewichtslage rotieren und dort auch Molekülschwingungen ausführen, bevor eine sprunghafte Translationsbewegung (Sprungdiffusion) stattfindet. Deshalb kann der Wirkungsquerschnitt qualitativ mit Hilfe des einatomigen Gitters (KotS 59, Hei61) beschrieben werden. Nach dieser Modellvorstellung, die von den Meßergebnissen von Heinloth bestätigt wird, ist der Anstieg des Wirkungsquerschnitts mit zunehmender Neutronenwellenlänge durch den "Beschleunigungsquerschnitt"

$$\sigma_+ = C \cdot \lambda \qquad (3.3.3.1)$$

bedingt. σ_+ beschreibt Prozesse, bei denen das sich bewegende Proton Impuls und Energie auf das Neutron überträgt.

Der Anstieg des Wirkungsquerschnitts mit der Wellenlänge, also die Konstante C in (3.3.3.1), nimmt mit wachsender Beweglichkeit des Protons zu. Dieser Zusammenhang wurde erstmals von Rush (z. B. RusT 62) für Protonen in Ammonium-Ionen diskutiert.

Nach den bekannten und in Tabelle 3.3.3.1 zusammengestellten Daten über Benzol, Cyclohexan und n-Hexan war zu vermuten, daß die unterschiedlichen mikrodynamischen Eigenschaften dieser Moleküle den Anstieg des Wirkungsquerschnitts mit der

	D	τ_r	τ_t	ΔH	N_H	C
	$[10^{-5}cm^{-2}sec^{-1}]$	$[10^{-12}sec]$	$[10^{-12}sec]$	[kcal/mol]	$[10^{21}cm^{-3}]$	[barn/Å]
n-Hexan	4,21			2,07	64,6	7,6
Benzol	2,14	3,2	76	2,00	40,7	7,0
Cyclohexan	1,38	5,0	101	4,56	66,9	5,7

D Selbstdiffusionskoeffizient, ΔH Aktivierungsenergie der Selbstdiffusion, N_H Teilchendichte der Protonen. C Anstieg des Wirkungsquerschnitts

τ_r Umorientierungszeit (bezüglich Molekülrotation) } Verweilzeit in den

τ_t Sprungzeit (bezüglich Molekültranslation) } Gleichgewichtslagen

Tabelle I.3.1.1

Thermodynamische Daten [illegible] von n-Hexan, Benzol und Cyclohexan. Nach Messungen der magnetischen Kernresonanz der Protonen (Call 63, Zei 65, Her 67)

Neutronenwellenlänge beeinflussen sollten. Insbesondere deuteten die Umordnungszeiten τ_r bzw. τ_t (vergl. Zei 65) für Benzol und Cyclohexan darauf hin, daß das leichter bewegliche Benzol häufiger Impulse auf das Neutron übertragen sollte als das sesselförmige Cyclohexan. Nach dieser Vorstellung war also zu erwarten, daß der Wirkungsquerschnitt des Benzols mit zunehmender Wellenlänge stärker ansteigt als der Wirkungsquerschnitt des Cyclohexans. Für n-Hexan wurden bisher keine Umordnungszeiten gemessen. Jedoch deuten der große Selbstdiffusions-Koeffizient und seine geringe Aktivierungsenergie auf große Molekülbeweglichkeit hin.

Die Messungen wurden an Flüssigkeits-Schichtdicken von $1{,}02 \pm 0{,}01$ mm und $2{,}02 \pm 0{,}01$ mm durchgeführt. Der Wirkungsquerschnitt für Benzol stimmt mit den Meßpunkten Heinloths überein. Bei der Berechnung des n,p-Streuquerschnitts aus der Probentransmission wurde für die Streuung an den Kohlenstoffatomen ein konstanter Wirkungsquerschnitt von 4,6 barn angenommen (HugS 58), für die Neutronenabsorption in Wasserstoff ein 1/v-Verlauf mit $\sigma_a = 0{,}332$ barn bei $E = 0{,}0253$ eV (SteG 64). Die Absorption in Kohlenstoff ist zu vernachlässigen.

Die in Abbildung 3.3.3.1 dargestellten Meßergebnisse zeigen den nach diesen groben Modellvorstellungen zu erwartenden Verlauf. Zur Ermittlung des Anstieges C in (3.3.3.1) wurden für die Meßpunkte im Bereich zwischen 4 Å und 17 Å Ausgleichsgeraden nach der Methode der kleinsten Quadrate berechnet:

Benzol	$C = 7{,}0 \pm 0{,}3$ barn/Å	
Cyclohexan	$C = 5{,}7 \pm 0{,}3$ barn/Å	(3.3.3.2)
n-Hexan	$C = 7{,}6 \pm 0{,}3$ barn/Å	

Die Unterschiede zwischen diesen drei Werten für C entsprechen also den oben angegebenen Vorstellungen über die Molekülbeweglichkeit in den Flüssigkeiten. Der für Benzol

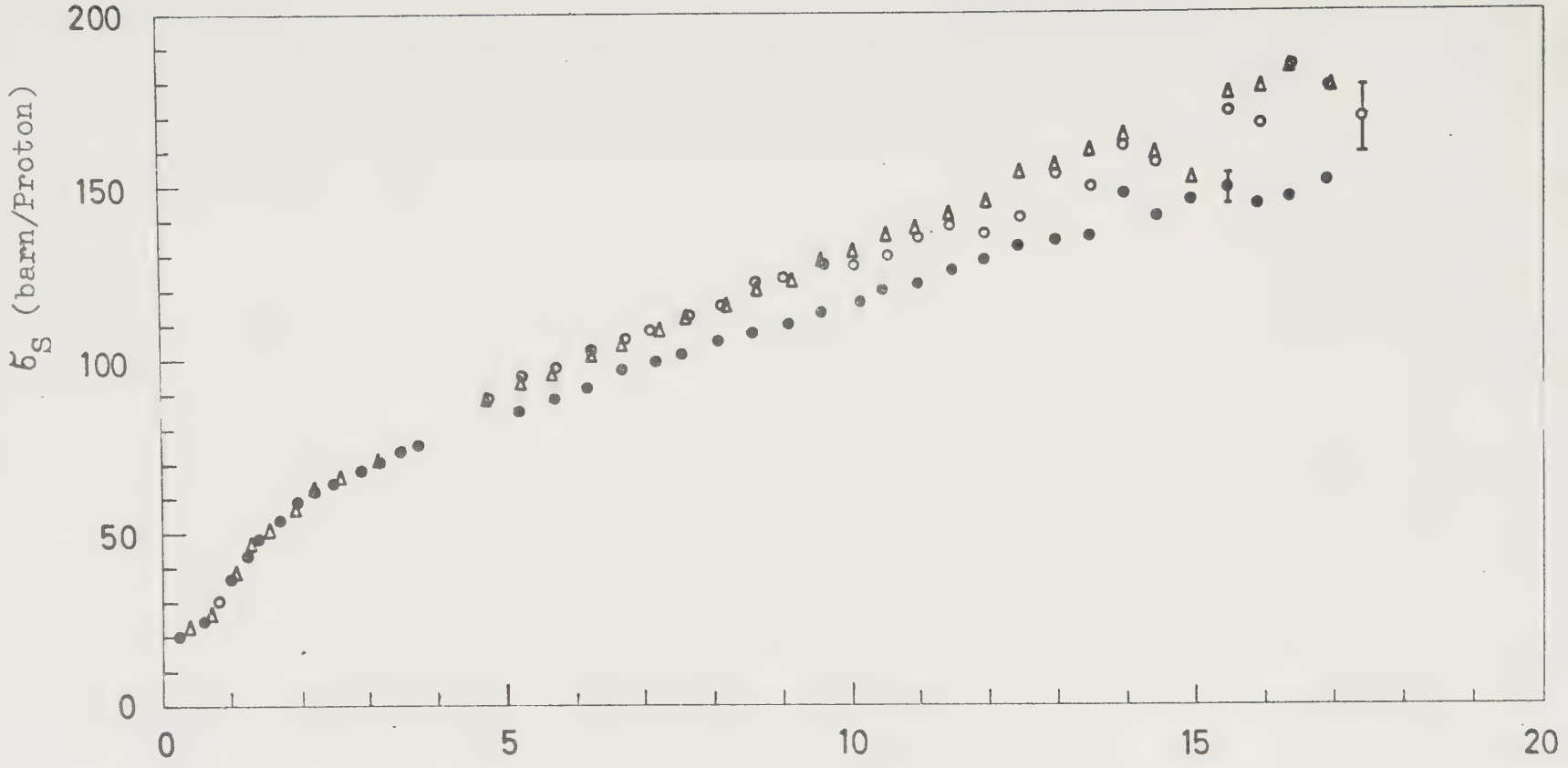


Abbildung 3.3.3.1

Wirkungsquerschnitte für die Neutronenstreuung an Protonen in Benzol o , Cyclohexan ● , und n-Hexan Δ .

ermittelte Anstieg stimmt mit den Messungen von Rush et al. (RusT 62) bzw. Heinloth (Hei 61) überein, denen wir die Werte C = 7,2 barn/Å bzw. 7,0 barn/Å entnehmen. Danach scheint der Wasserstoff-Streuquerschnitt weniger stark anzusteigen als von Antonini et al. (AntP 64, 66) mit C = 9,4±0,4 barn/Å angegeben wurde. Für Cyclohexan und n-Hexan sind aus der Literatur keine vergleichbaren Messungen bekannt.

Literaturverzeichnis

(AbeD 67) O. Abeln, W. Drexel, W. Eyrich, W. Gläser, W. Reichardt and H. Ripfel, Jül.-Conf. 1 (1967)

(AkyC 65) R. O. Akyuez, C. Cansoy and F. Domanic, CNAEM 34 (1965)

(AleC 65) B. Alefeld, J. Christ, D. Kukla and W. Schmatz Jül.-294-NP (1965)

(AleK 67) B. Alefeld and D. Kukla, Jül-Conf. 1 (1967)

(AllS 54) R. G. Allen, T. E. Stephenson, C. P. Stanford and S. Bernstein, Physical Review 96 (1954)1297

(AndR 57) A. F. Andresen, A. W. McReynolds, M. S. Nelkin, M. N. Rosenbluth and W. L. Whittemore, Phys. Rev. 108 (1957) 1092

(AntP 64) B. Antonini and A. Paoletti, Physica 30(1964) 1647

(AntP 66) B. Antonini and A. Paoletti and V. Gambetta Physica 32 (1966) 119

(AntM 65) B. Antonini, N. Merzagora and G. Pauli Nucl. Instr. and Meth. 33 (1965) 229

(Bac 62) G. E. Bacon, "Neutron Diffraction", Oxford 1962

(BagK 64) E. Bragge und H. Kürsten, Atomenergie 9 (1964)47

(Bec 67) K. H. Beckurts, Atomwirtschaft 12(1967) 236
" 12(1967) 357

(BecW 64) K. H. Beckurts and K. Wirtz, "Neutron Physics" Berlin 1964

(BegG 64) R. B. Begzhanov, S. A. Gladyshev, S. A. Starodubtsev and T. Khaidarov, Atomnaya Energiya 16 (1964) 523 (zitiert bei GolM 66)

(BehM 58) B. C. Behr and E. G. Manning, ORNL-2480 (1958) siehe auch B. C. Behr, AECL-804 (1959)

(BeyW 61) J. R. Beyster, J. L. Wood, W. M. Loopez and R. B. Walton, Nucl. Sci. Eng. 9 (1961) 168

(BieP 64) J. Biersack und H. Popov (1964) unveröffentlicht

(Bro 53) B.N. Brookhouse, Can. J. Phys. 31(1953)432

(Bro 66) B. Bröcker, Atomkernenergie 11 (1966) 423

(Bro 61) F. D. Brooks, in J. Spaepen (ed.) "Neutron Time-of-Flight Methods Symposium Saclay, July 61", Brussels, EAEC (1961)

(Buc 60) H. Buchholz, Interner HMI-Bericht (1960)

(BurL 63) B. Buras and J. Leciejewicz, Nukleonika 8 (1963) 75

(BurR 62) K. Burkart and W. Reichardt, BNL-719, Vol. II (1962) 318, siehe auch BecW 64

(CalD 63) D. W. McCall, D. C. Douglas and E. E. Anderson Ber.Bunsenges. Phys. Chem. 67 (1963) 336

(CasL 48) J. M. Cassels and R. Latham, Phys. Rev. 74 (1948) 103

(Cas 50) J. M. Cassels, Progress in Nuclear Physics 1 (1950) 185

(CeuD 60) H. Ceulemans and A. Deruytter, in: "Pile Neutron Research in Physics (Symp. 17-21 Oct.60)" IAEA, Vienna (1962) p. 195

(Chr 64) J. Christ, phys. stat. sol. 7 (1964) 557

(ChrS 65) J. Christ, W. Schilling, W. Schmatz and T.Springer, Z. angew. Phys. 18 (1965) 295

(ChrS 62) J. Christ and T. Springer, Nukleonik 4 (1962)23

(CocW 65) S. J. Cocking and F. J. Webb, in P. Egelstaff (ed.) "Thermal Neutron Scattering". London 1965

(Daw 63) A. S. Dawydow, "Theorie des Atomkerns", Berlin 1963

(DerC 61) A. Deruytter, H. Ceulemans, M. Neve de Mevergnies and H. Moret, BLG-87 (1961)

(Ege 53) P.A. Egelstaff, AERE N/R 1131 (1953)

(Ege 58) P.A. Egelstaff, AERE N/R 1147 (1958)

(EgeM 64) P.A. Egelstaff, R. D. Moffit and D. H. Saunders AERE R 4289 (1964)

(Fer 36) Fermi, E., Ricerca Scient. 7 (1936) 13 Übersetzung NP-2385 (1951)

(Fer 43) E. Fermi, unveröffentlicht, zitiert in D. J. Hughes "Pile Neutron Research", Cambridge/Mass. 1953

(Fro 56) R.T. Frost, KAPL-M-RTF-5 (1956)

(GolM 66) M. D. Goldberg, S. F. Mughabghab, B.A. Magurno and V. M. May, BNL-325 (1966)

(GuiF 55) A. Guinier and G. Fournet, "Small Angle Scattering of X-rays", London 1955

(Hei 61) K. Heinloth, Z. Phys. 163 (1961) 218

(HalJ 39) O. Halpern and M. H. Johnson, Phys.Rev. 55 (1939) 898

(Her 67) H. G. Hertz, in J. W. Emsley, J. Feeney and L. H. Sutcliffe (eds.) "Progress in Nuclear magnetic Resonance Spectroscopy", Vol. 3 Oxford 1967

(Hoe 61) P. Höhne, Ann. Phys. 7 (1961) 50

(Hof 62) D. Hofmann, Diplomarbeit Frankfurt 1962

(HolL 61) S. Holmryd, K. E. Larsson and K. Otnes, Nuclear Instr. and Methods 12 (1961) 355

(HolS 64) S. Holmryd, K. Skjöld, E. Pilcher and K. E. Larsson, Nucl. Instr. and Meth. 27 (1964) 61

(HosB 62) R. Hosemann and S. N. Bagchi, "Direct Analysis of Diffraction by Matter", Amsterdam 1962

(Hug 53) D. J. Hughes, "Pile Neutron Research", Cambridge /Mass., 1953

(HugB 50) D. J. Hughes, M. T. Burghy and W. E. Woolf, Phys. Rev. 80 (1950) 481

(HugP 60) D. J. Hughes, H. Palevski, W. Kley and E. Tunkelo, Phys. Rev. 119 (1960) 872

(HugS 58) D. J. Hughes and R. S. Schwartz, BNL-325(1958)

(HugW 48) D. J. Hughes, J. R. Wallace and R. H. Holtzman, Phys. Rev. 73 (1948) 1277

(JanK 65) J. A. Janik and A. Kowalska, in P.A.Egelstaff (ed) "Thermal Neutron Scattering", London 1965

(Jar 46) A.A. Jarret, AECU-262 (1946)

(KotS 59) L.S. Kothari and K.S. Singwi, Solid State Phys. Vol. 8, New York 1959

(KruM 49) H.H.A. Krueger, D. Meneghetti, G.R. Ringo and L. Winsberg, Phys. Rev. 75 (1949)1098

(KruM 50) H.H.A. Krueger, D. Meneghetti, G.R. Ringo and L. Winsberg, Phys. Rev. 80 (1950) 507

(LanS 55) H.H. Landon and V.L. Sailor, Phys.Rev.98(1955) 1267

(LanS 54) H.H. Landon and V.L. Sailor,Phys.Rev.93(1954) 1030

(LarD 59) K.E. Larsson, V. Dahlborg, S. Holryd, K. Otnes and R. Stedman, Arkiv Fysik 16 (1959) 199

(LarO 59) K.E. Larsson and K. Otnes, Arkiv Fysik 15 (1959) 49

(LatC 52) R. Latham and J. M. Cassels, Proc. Phys. Soc. A65 (1952) 241

(LebM 67) B. Lebech and K. Mikke, Risö Report no. 164 (1967)

(MarP 58) M. Marseguerra and G. Pauli, CNC-1 (1958), CNC-7 (1958), and Nucl.Instr.andMeth. 4(1959)140

(MaiS 63) H. Maier-Leibnitz and T. Springer, Reactor Sci. Techn. 17 (1962) 217

(Moo 58) J.A. Moore, Phys.Rev. 109(1958)417

(MosP 55) V.I. Mostovoi, M.I. Pevzner and A.P.Tsitovich, A/Conf. Vol. 4 p.12 (Geneva 1955)

(Nic 55) K.P. Nicholson, AERE N/R. 1639 (1955)

(NikS 66) J.P. Niklaus, R. Simson, W. Triftshäuser and W. Schmatz, Z. Phys. 190 (1966) 295

(PalK 64) L. Pal, E. Kiski-Koszo, L. Bod, Z. Szaturary and I. Vizi, A/Conf. 28/P/651, Geneva 1964

(PalH 52) H. Palevsky, D. J. Hughes and R.R. Smith Phys.Rev. 87(1952) 221

(PelE 57) I. Pelah, C.M. Eisenhauer, D.J. Hughes and H. Palevsky, Phys. Rev. 108 (1957) 1091

(Poo 57) M.J. Poole, J. Nucl. Eng. 5 (1957) 325

(RaiH 47) L.J. Rainwater, W.W. Havens, C.s. Wu and J.R. Dunning, Phys.Rev. 71 (1947) 65

(RicB 64) G. Richter and E. Bagge, Atomkernenergie 9 (1964) 307 and 9 (1964) 395

(RusF 66) J.J. Rush, H.E. Flotow, D.W. Connor and C.L. Thaper, J. Chem.Phys. 45 (1966) 3817

(RusT 62) J.J. Rush, T.I. Taylor and W.W. Havens J. Chem.Phys. 37 (1962) 234

(SacT 41) R.G. Sachs and E. Teller, Phys.Rev.60(1941)18

(Sag 58) K. Sagel, "Tabellen zur Röntgenstrukturanalyse" Berlin 1958

(SchiS 64) W. Schilling and W. Schmatz, phys.stat.sol. 4 (1964) 95

(Schm 66) U. Schmidt, Atomkernenergie 11 (1966) 39

(Schm 67) U. Schmidt, Atomkernenergie 12 (1967) 385

(Schr 64) R. Schröder, HMI-B-36 (1964)

(Sei 54) F.G.P. Seidl, BNL-278 (1954)

(ShuW 51a) C.G. Shull and E.O. Wollan, Phys.Rev. 81 (1951) 527

(ShuW 51b) C.G. Shull and E.O. Wollan and W.C. Köhler Phys.Rev. 84 (1951) 912

(ShuW 56) C.G. Shull and E.O. Wollan, Sol.State Phys. Vol.2, New York 1956

(SteG 64) J.R. Stehn, M.D. Goldberg, B.A. Magurno and R. Wiener-Chasman, BNL-325 (1964)

(StoS 56) R.S. Stone and R.E. Slovacek, KAPL-1499 (1956)

(StoS 59) R.S. Stone and R.E. Slovacek, Nucl.Sci.Eng. 6 (1959) 466

(Sto 67) A. Stork, Z. Phys. 198 (1967) 386

(StoC 65) A. Stork, J.Christ and W. Schmatz, Z. angew. Phys. 18 (1965) 468

(Stru 65) A. Strub, Nucl. Instr. and Meth. 35 (1965)203

(Teu 61) H. Teutsch, Nukleonik 3 (1961) 15

(Teu 62) H. Teutsch, Studii si Cercetari de Fizica 13 (1962) 477

(Tur 65) V. Turchin, "Slow Neutrons", Moskau 1963 Translation Tel Aviv 1965

(Vor 67) P. Vorderwisch, Diplomarbeit Berlin 1967

(Wei 51) R.J. Weiss, Phys. Rev. 83 (1951) 389

(Wei 52) R.J. Weiss, Phys. Rev. 86 (1952) 271

(WidB 68) F. Widder and J. Brunner, EIR-Bericht Nr. 134 (1968)

(WhiR 59) W.L. Whittemore and A.W. MCReynolds, Phys.Rev. 113 (1959) 806

(WilW 61) M.K.Wilkinson, E.O. Wollan and W.C. Köhler Ann. Rev. Nucl. Sci. 11(1961) 303

(Woo 56) R.E. Wood, Phys. Rev. 104 (1956) 1425

(WraH 65) L.A. Wraight, D.H.C. Harris and P.A. Erelstaff, Nucl.Instr.and Meth. 33 (1965) 181

(Zei 65) M.D. Zeidler, Ber. Bunsenges.Phys.Chem.69 (1965) 659

Die vorliegende Arbeit wurde in der Abteilung Reaktor des Hahn-Meitner-Instituts für Kernforschung, Berlin-Wannsee durchgeführt.

Herrn Prof. Dr. K. H. Lindenberger danke ich für sein Interesse an der Arbeit und für anregende Diskussionen.

Dem Leiter der Abteilung Reaktor, Herrn Dr. K. Waßerroth danke ich für die Anregung zum Aufbau der Flugzeitapparatur, sowie für laufende Unterstützung und Förderung der Arbeit.

Außerdem danke ich allen Mitarbeitern, die zum Aufbau des Flugzeitspektrometers beigetragen haben, insbesondere für die Konstruktion mechanischer Komponenten Herrn Jacob, für elektronische Entwicklungsarbeiten den Herren Mottau (Drehzahlregelung), Pfeil (Frequenzuntersetzer) und Stephan (Drehzahlmessung, Pulsverstärker, Probenwechsler), sowie für die Durchführung mechanischer Arbeiten (Chopper, Probenwechsler usw.) Herrn Foerster und Herrn Kusch.

Lebenslauf

Am 9. August 1938 wurde ich als Sohn des Kaufmanns Otto Fischer und seiner Ehefrau Erna, geb. Loeber in Gießen/Hessen geboren.

Meine Schulzeit verbrachte ich in Gießen. Vom Herbst 1944 bis Ostern 1949 besuchte ich die Grundschule, anschließend bis zur Reifeprüfung am 4. März 1958 die Liebigschule, ein Realgymnasium naturwissenschaftlicher Prägung.

Im Sommersemester 1958 begann ich mit dem Physikstudium in Göttingen, wo ich am 27. 2. 1961 das Diplomvorexamen bestand. Nach dem Wintersemester 1961/62 ging ich nach Berlin, um am Sektor Kernchemie des Hahn-Meitner-Instituts mit meiner Diplomarbeit über Knallgaskatalyse zu beginnen. Vom Sommersemester 1962 bis zum Wintersemester 1963/64 war ich an der Freien Universität Berlin immatrikuliert. Die Diplom-Hauptprüfung habe ich am 20. 12. 1963 abgelegt.

Seit dem 1.1.1964 bin ich als Wissenschaftlicher Assistent in der Abteilung Reaktor des Hahn-Meitner-Instituts tätig. In den Jahren 1964 und 1965 eignete ich mir die zu meiner Assistententätigkeit notwendigen Kenntnisse der Reaktorphysik an, führte weitere Experimente zur Knallgaskatalyse durch und arbeitete an der Verbesserung einer vorhandenen Flugzeitapparatur sowie an der Planung des hier beschriebenen Flugzeitspektrometers, mit dessen Aufbau ich Anfang 1966 begann.

Seit dem 15. Januar 1965 bin ich verheiratet.